

Série A

ORSAY

382

C. N. R. S.

A.O. 1741

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

Centre d'Orsay

pour obtenir

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Bertrand ESCAIG

1ère Thèse : Contribution à l'étude des déviations dans la structure cubique faces centrées, cubique centrée, et hexagonale compacte.

2ème Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Juin 1968 devant la Commission d'Examen.

MM. Guinier

Président

Coulomb)

Friedel)

Washburn)

Examineurs

T H E S E S

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

Centre d'Orsay

pour obtenir

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Bertrand ESCAIG

1ère Thèse : Contribution à l'étude des déviations dans la structure cubique
faces centrées, cubique centrée, et hexagonale compacte.

2ème Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Juin 1968 devant la Commission d'Examen.

MM. Guinier

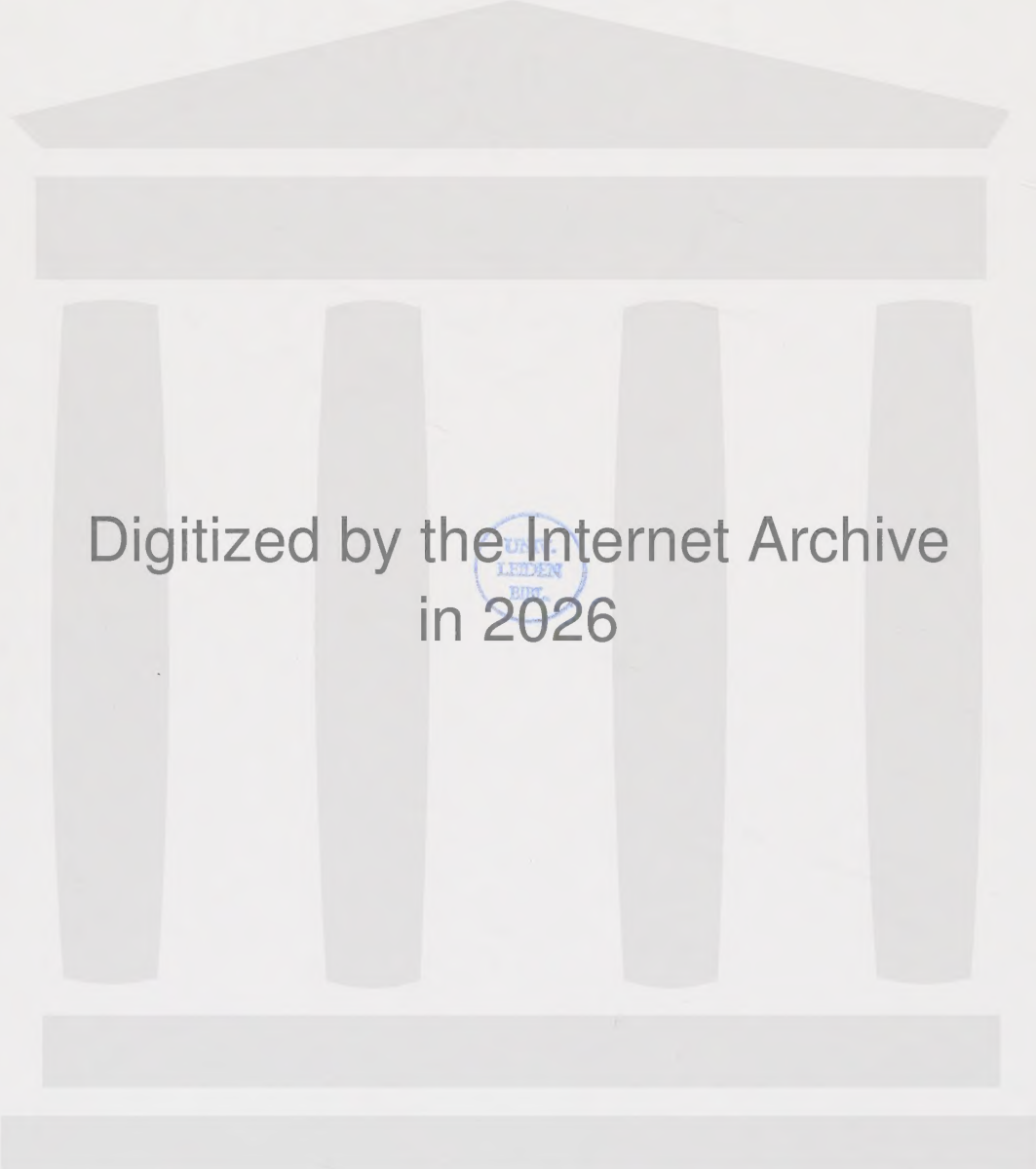
Président

Coulomb)

Friedel)

Washburn)

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41554022_0013

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Solides de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Le Professeur J. FRIEDEL a dirigé cette recherche. Son aide énergique et amicale, toujours disponible, m'a été d'un constant encouragement tout au long de cette étude. Je tiens à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Je remercie également tous mes camarades de laboratoire et toutes les personnes qui se sont intéressées à ce travail. Je remercie en particulier Mesdames J. Bernard et A. Touchant, ainsi que Monsieur Saint Martin, pour le soin apporté à la frappe et aux planches de cette thèse.

SOMMAIRE

	<u>pages</u>
Introduction	1
 I - <u>DEVIATIONS DANS LA STRUCTURE CUBIQUE A FACES CENTREES.</u>	
CHAPITRE 1 - Considérations générales	6
CHAPITRE 2 - Activation des déviations	10
A - Equilibre de la boucle déviée	11
A.1 - Equations d'équilibre	11
A.2 - Conditions aux limites - Intégration des équations	13
A.3 - Energie des configurations en équilibre	15
A.3.1 - Expression générale	15
A.3.2 - Fonctions U et L	16
A.4 - Définition d'une tension de ligne pour AB	19
B - Etude de la position d'instabilité de la boucle déviée .	24
C - Energie d'activation	27
C.1 - Energie de constriction dans le plan primaire	27
C.2 - Energie de col dans le plan de déviation	28
C.2.1 - Forme générale	29
C.2.2 - Développement à faible contrainte	30
C.2.3 - Cas des fortes contraintes	32
C.3 - Energie de déviation - Faible contrainte	34
C.4 - Un exemple numérique de courbes énergie-contrainte	35
CHAPITRE 3 - Applications	37
3.1 - Hypothèses sur les conditions de formation des déviations	37
3.2 - Effet de l'orientation de l'axe des contraintes	39
3.2.1 - Expression de l'énergie en fonction de la cission réduite maximum appliquée	39
3.2.2 - Influence de l'orientation	41
3.2.3 - Comparaison expérimentale	43
3.3 - Application au fluage	45
3.4 - Application à l'apparition du stade III	46

3.4.1 - Calcul de la contrainte τ_{III}	46
3.4.2 - Comparaison expérimentale	50
3.4.3 - Comparaison avec le modèle de Schoeck-Seeger-Wolf..	55

II - DEVIATIONS DANS LA STRUCTURE CUBIQUE CENTREE.

APPLICATION A LA STRUCTURE HEXAGONALE COMPACTE.

CHAPITRE 1 - Considérations générales	57
1.1 - Précédents modèles	57
1.2 - Microdéformation	59
1.3 - Le modèle proposé	61
CHAPITRE 2 - Formation de dislocations sessiles dans la structure c.c.	67
2.1 - Dissociations stables du réseau c.c	67
2.1.1 - Géométrie de la dissociation	68
2.1.2 - Stabilité des différents types de dissociation.	70
2.2 - Etude de la métastabilité des dissociations glissiles	71
CHAPITRE 3 - Activation des déviations	76
3.1 - Fortes contraintes, $\sigma \geq R/b^2$	77
3.1.1 - Equilibre sous contrainte de la dissociation sessile. Limite élastique à 0° K	77
3.1.2 - Etude de la configuration critique	78
3.1.3 - Energie et volume d'activation	79
3.1.4 - Limite élastique. Col A.	82
3.1.5 - Hypothèses utilisées	83
3.2 - Activation thermique sous faibles contraintes	84
3.2.1 - Modèle simplifié	85
3.2.2 - Modèle général	90
3.2.2.1 - Energie d'activation. Forme générale ..	90
3.2.2.2 - Forme asymptotique. Cas $\sigma b^2 \lesssim R$	93
3.2.2.3 - Formes asymptotiques. Cas $\sigma b^2 \lesssim 0.1 R$	94
3.2.3 - Limite élastique. Col B	95
CHAPITRE 4 - Application à la limite élastique des métaux cubiques centrés	97

4.1 - Remarques générales sur la vérification du modèle	97
4.2 - Remarques générales sur l'application du modèle ..	98
4.3 - Limite élastique des monocristaux de tungstène ...	100
4.4 - Limite élastique des poils de fer	101
4.5 - Conclusions	104
CHAPITRE 5 - Application au glissement prismatique des métaux hexagonaux compacts	106
5.1 - Conditions du glissement prismatique	106
5.2 - Problème à basse température	108
5.3 - Application du modèle. Discussion des différents cas	109
5.3.1 - Faibles dissociations	111
5.3.2 - Forte dissociation	113

INTRODUCTION

Un facteur important de stabilité d'une ligne de dislocation dans un plan est son éventuelle dissociation dans ce plan. La dislocation tend ainsi à se trouver dans le plan où sa dissociation est la plus large. Ce plan de dissociation peut ne pas coïncider avec le plan de glissement localement favorisé par les contraintes. Pour pouvoir glisser la dislocation doit alors changer de plan, et pour cela les segments vis doivent prendre une certaine configuration d'énergie plus élevée. Le glissement s'accompagne ainsi du franchissement d'une barrière d'énergie, et le changement de plan correspondant est appelé déviation.

Il en résulte un aspect caractéristique des courbes contrainte-déformation du cristal. Tant que la contrainte, ou la température restent insuffisantes pour activer cette déviation, la déformation accumule des dislocations dissociées en dehors du plan de glissement le plus facile, et conduit à la fin de cette période d'incubation à un taux de durcissement élevé. Au dessus d'une valeur critique de la contrainte, qui dépend fortement de la température, les déviations deviennent suffisamment fréquentes pour libérer efficacement les dislocations, et on observe une chute graduelle, d'allure parabolique, du durcissement.

L'existence de ces déviations est directement observable sur les lignes de glissement laissées à la surface du cristal par les segments vis des dislocations ; celles-ci présentent alors un aspect sinueux et enchevêtré qui correspond aux changements de plan continuels des dislocations.

Notre objet est l'étude du processus de déviation dans les structures cristallines les plus courantes, cubique faces centrées, cubique centrée, et hexagonale compacte. Dans ces trois structures les déviations ont été observées dans des conditions physiques de contrainte et de température différentes. Les causes qui empêchent le glissement initial, et les possibilités de dissociation dans les plans de glissement primaires et secondaires, modifient le caractère et la signification physique des déviations d'une structure à l'autre.

Dans la structure cubique à faces centrées, les dislocations de glissement, de vecteur de Burgers $\frac{1}{2} [110]$, sont en général dissociées dans le

plan de glissement primaire, qui est un plan dense $[111]$. Mais le glissement dans ce plan devient très difficile à la fin du stade II de déformation, comme le montrent les lignes de glissement de plus en plus courtes, fines et nombreuses. Celles-ci indiquent l'apparition en grand nombre des déviations au début du stade III, lorsque la déformation atteint au moins plusieurs dixièmes. Ces déviations propagent le glissement du plan initial $[111]$ à l'autre plan $[111]$ qui contient la direction de glissement, et elles provoquent la chute du taux de durcissement, sans doute liée à une réorganisation du réseau de dislocations correspondant aux possibilités nouvelles de glissement acquises par les dislocations. Ainsi les déviations rendent compte du niveau de contrainte au début de ce stade. Plus généralement, elles jouent un rôle essentiel dans la relaxation des contraintes accumulées après écrouissage, lorsque la température est assez basse pour que les processus de diffusion atomiques, et par conséquent la montée des dislocations, soient négligeables ; c'est le cas du fluage ou du recuit à relativement basse température de métaux fortement écrouis.

Dans la structure cubique centrée, et hexagonale compacte (glissement sur les plans prismatiques), les déviations interviennent au contraire dès les premiers stades de la déformation plastique et peuvent rendre compte à basse température de la limite élastique, lorsque la déformation est inférieure au centième. Il faut remarquer qu'il ne s'agit pas ici d'une véritable limite élastique, mais plutôt d'une limite élastique conventionnelle peu individualisée. On sait maintenant, expérimentalement, que celle-ci est précédée d'un domaine dit de microdéformation où les dislocations non vis sont capables de se déplacer jusqu'à obtenir une déformation plastique de l'ordre du millième ; le taux de durcissement dans ce domaine reste évidemment très élevé, pour s'affaiblir graduellement à la limite élastique usuelle. On obtient ainsi un domaine plus ou moins étendu de durcissement parabolique avant la limite élastique "macroscopique" ; ce domaine est d'autant plus étendu que la température est plus basse. Cette situation s'explique si on remarque, comme nous le verrons, que dans ces structures les dislocations se dissocient dans un plan différent du plan de glissement, dès qu'elles atteignent la position vis. Au cours de la microdéformation ce processus bloque des dislocations de plus en plus nombreuses jusqu'à ce que les déviations, fréquentes à la limite élastique usuelle, leur rendent

leur mobilité dans le plan de glissement.

On voit ici combien l'allure générale du phénomène s'apparente à celle qui s'observe dans la structure cubique faces centrées à la transition du stade II au stade III de déformation. Dans les deux cas on observe la même allure parabolique du taux de durcissement, la même variation thermique importante de la contrainte critique, qui correspond à l'activation thermique du glissement dans les deux cas, enfin la même apparition de lignes de glissement sinueuses et enchevêtrées.

Nous voulons montrer ici que ces analogies expérimentales correspondent à une situation commune : les dislocations de glissement se trouvent dissociées dans un plan qui n'est pas le plan de glissement localement le plus favorable. Dans la structure cubique faces centrées le plan de glissement localement favorisé par les contraintes à la fin du stade II n'est plus le plan de glissement primaire, où les dislocations sont dissociées, mais le plan de déviation. Dans la structure cubique centrée ou hexagonale, la dislocation se trouve dissociée au moins en partie (si ce n'est totalement dans le cas du glissement prismatique) dans un plan différent du plan de glissement de contrainte réduite maximum, et la situation est analogue. Mais il faut noter cependant une différence : ce qui a lieu précédemment à un niveau élevé de déformation, se produit ici à la limite élastique. Les déviations des vis sont donc nettement plus faciles, ce qui revient à des largeurs de dissociation nettement plus faibles. En fait, les largeurs qui correspondent aux effets observés sont en général de quelques distances interatomiques seulement ; il s'agit plutôt, à vrai dire, d'une dissociation du "coeur" des dislocations, particulière à la structure c.c.

A ce point de vue, dissociations et déviations considérées sont un modèle pour décrire ce qui est finalement la mobilité du coeur des dislocations dans cette structure. Et le calcul de la limite élastique correspondante est au fond celui du frottement que le réseau cristallin oppose au glissement des dislocations. Le modèle de glissement dévié est alors une représentation physique des "forces de Peierls" dans les métaux c.c. ou h.c., et rattache celles-ci à une structure de coeur dissociée.

Il y a donc deux parties à distinguer dans notre étude : l'étude des

déviations dans la structure cubique faces centrées qui s'applique à un niveau déjà élevé de déformation (stade III), et celle des déviations dans la structure cubique centrée ou hexagonale compacte (limite élastique). Ceci constitue respectivement les parties I et II de ce travail. Malgré des conditions physiques d'application différentes, l'analogie fondamentale de ces phénomènes explique l'unité des méthodes utilisées dans ces deux parties, tout au moins dans le cadre de l'approximation d'élasticité linéaire employée dans tout ce travail (pour l'étude des problèmes de coeur soulevés dans la structure c.c, une approximation moins macroscopique, basée sur la structure électronique de ces métaux, serait évidemment mieux adaptée, mais le phénomène ne semble pas être très sensible aux détails de cette dissociation de coeur).

Au début de chacune de ces parties une introduction résume les modèles antérieurs, précise le modèle adopté pour les déviations, les hypothèses et les conclusions essentielles obtenues. Nous analysons ensuite comment les déviations sont activées, leur énergie d'activation en fonction des contraintes, et la contrainte à laquelle elles peuvent contrôler la déformation plastique. Nous appliquons enfin ces résultats, essentiellement à l'apparition du stade III de déformation des métaux cubiques faces centrées, et à la limite élastique de basse température des métaux cubiques centrés. L'application au glissement prismatique des métaux hexagonaux compacts est seulement rapidement discutée dans un dernier chapitre, car la situation à très basse température n'est pas clairement comprise.

I - DEVIATIONS DANS LA STRUCTURE CUBIQUE A FACES CENTREES

CHAPITRE 1 - CONSIDERATIONS GENERALES

Dans la structure cubique à faces centrées, les dislocations diminuent leur énergie en se dissociant dans leur plan de glissement. Chacune constitue alors un ruban de faute d'empilement, limité par deux dislocations imparfaites du type de Shockley, c'est-à-dire capables de glisser dans le plan (111) du ruban. Là où un autre plan dense (11 $\bar{1}$) coupe le plan primaire (111) de glissement, parallèlement au vecteur de Burgers $\frac{1}{2}$ (110) de la dislocation, les parties vis peuvent changer de plan, se dissocier et continuer à glisser dans le nouveau plan (11 $\bar{1}$), si ce dernier est favorisé par la répartition locale des contraintes. Toutefois l'existence d'une dissociation rend une telle déviation plus difficile. Mott⁽¹⁾ a en effet remarqué que celle-ci exige une certaine énergie, car le ruban de faute doit être pincé là où il franchit l'intersection des deux plans denses (fig. 1) où il est dissocié, pour éviter une trop grande énergie d'accommodation atomique au raccordement des deux surfaces de faute sécantes*. Cette énergie est évidemment d'autant plus grande que la dislocation est plus dissociée, et les déviations, d'autant plus difficiles ; c'est bien ce qu'on observe par microscopie électronique : des déviations fréquentes dans l'aluminium, mais aucune dans l'acier inoxydable^{(3) (4)}.

Toutefois le mécanisme même du glissement dévié est mal connu.

* Nous considérons ici que ce pincement, ou constriction, est total, c'est-à-dire recombine au point A, fig. 1, la dislocation. C'est sans doute une simplification raisonnable, mais on pourrait penser que le pincement, au lieu d'être ponctuel, laisse une dislocation "stair-rod" sur une fraction de la largeur du ruban⁽²⁾.

La théorie usuellement employée est due initialement à Schoeck et Seeger⁽⁵⁾, et a été depuis raffinée par Wolf⁽⁶⁾. Dans ce modèle, la déviation d'une dislocation exige sa recombinaison préalable sur une longueur assez grande pour devenir instable dans le plan de la déviation, et s'y développer sous l'action des contraintes appliquées sur ce plan ; cette longueur est donc d'autant plus grande que les contraintes sont plus faibles.

La nécessité d'une telle recombinaison implique de sérieuses difficultés pour ce modèle⁽⁷⁾. D'une part elle entraîne une valeur élevée de l'énergie de déviation, surtout à faible contrainte ; d'autre part, la nécessité d'empilements de dislocations considérables pour obtenir sur la dislocation de tête une contrainte suffisante pour la recombinaison. Outre l'existence de tels empilements non relaxés, il faudrait supposer celle de barrières intracristallines susceptibles de supporter des contraintes aussi élevées, et de plus, sur des longueurs aussi grandes, comme pourraient l'être par exemple des barrières de Lomer - Cottrell allongées dans la direction vis. Cependant ni empilements, ni barrières n'ont été observées au microscope électronique dans des métaux purs, comme le cuivre, où les déviations sont pourtant visibles^(7,8) ; même dans les alliages à faible énergie de faute, les barrières de Lomer-Cottrell qu'on trouve font en général 60° avec la direction du vecteur de Burgers primaire⁽⁸⁾, et ne peuvent être la cause d'un empilement de dislocations vis. D'ailleurs les énergies de faute d'empilement qu'on peut déduire avec cette théorie, de la mesure des contraintes au début du stade III de déformation semblent souvent assez peu réalistes, par exemple dans les alliages cuivre-zinc⁽⁷⁾, et assez peu convaincantes : tel le cas du cuivre où 175 ergs/cm^2 ^(7,9) et 50 ergs/cm^2 ⁽¹⁰⁾ ont été obtenus, sans que la raison d'une telle différence soit très claire^(10,11).

Il semble donc que les déviations se produisent dans des conditions plus faciles, et plus fréquentes que ne le prévoit la théorie précédente. Aussi nous avons développé⁽¹³⁾ un modèle de glissement dévié suggéré par Friedel⁽¹²⁾ il y a une dizaine d'années et qui évite cette phase de recombinaison. Considérons initialement une constriction sur une dislocation vis dissociée, dont le glissement est empêché, sur le plan primaire, par des obstacles. Sous l'action des contraintes, aidées par l'activation thermique, les deux moitiés A et B de cette constriction (fig. 1) peuvent se séparer, permettant le passage d'une portion AB dans le plan de déviation. Nous supposons, suivant Friedel⁽¹²⁾, que

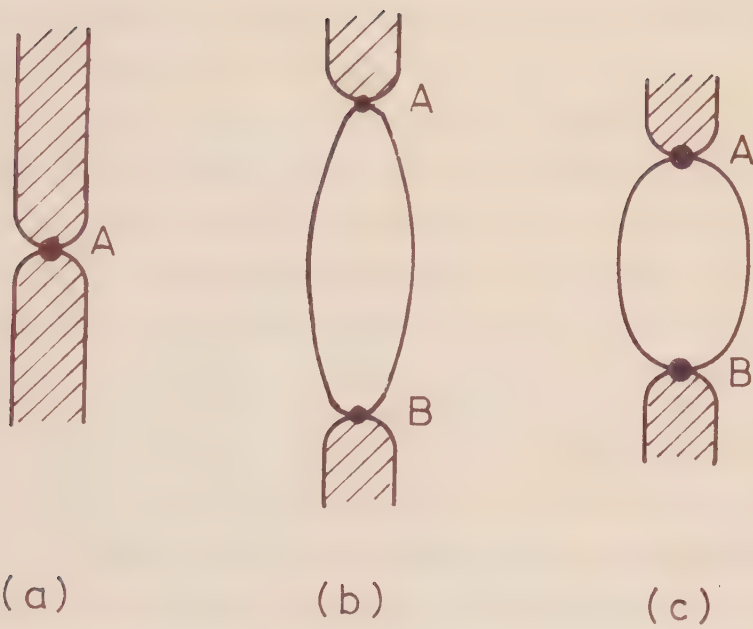


FIG 1 : ETAPES SUCCESSIVES D'UN GLISSEMENT DEVIÉ.

la portion AB se dissocie immédiatement dans le plan de déviation dès qu'elle commence à se former. Pour une séparation assez grande, la configuration devient instable ; A et B s'éloignent l'un de l'autre, et la boucle AB se développe dans le plan de déviation sous l'influence des contraintes, jusqu'à obtenir une déviation complète, avec deux constrictionnements indépendantes A et B.

La constriction de départ, germe de la déviation, n'est pas forcément due à la seule agitation thermique. Au cours de la déformation antérieure, elle peut être laissée sur la dislocation vis sous forme de cran après traversée des arbres de la forêt. Un noeud formé à une jonction attractive (Washburn⁽¹⁵⁾), peut aussi être un point de départ favorable pour la déviation, et jouer le rôle de la constriction précédente.

Dans l'analyse de Friedel, la déviation se produit parce que les contraintes appliquées poussent dans la même direction les deux partielles de la portion déviée AB, et stabilisent ainsi la dislocation totale dans le plan de déviation. Nous montrons qu'en fait cet effet n'est pas en général très important, la dislocation totale AB étant peu déplacée, ou peu courbée, dans la position critique ; par contre ce qui est prépondérant est l'élargissement du ruban de faute d'empilement qui, comprimé contre un obstacle dans le plan primaire peut s'élargir dans le plan de déviation. Ainsi est souligné le fait que le processus même de déviation, et celui du mouvement ultérieur dans le plan de la déviation, peuvent être deux processus tout à fait séparés. Le premier est lié essentiellement aux composantes des contraintes qui séparent les deux partielles dans le plan de déviation, agissant sur leur caractère coin opposé ; le second est sensible aux seules composantes qui poussent ensemble les deux partielles, agissant sur leur caractère vis identique.

Dans le chapitre qui suit nous établissons l'énergie d'activation nécessaire au développement d'un segment dissocié AB dans le plan de déviation, à partir de la constriction initiale dans le plan primaire (A, fig. 1.a). On calcule cette énergie au moyen des approximations classiques de tension de ligne⁽¹⁶⁾ et de Stroh⁽¹⁴⁾, en ce qui concerne les interactions élastiques entre les deux partielles. Ces deux approximations sont valables pour des configurations allongées, déviant suffisamment peu de la ligne droite - rayon de courbure grand devant la longueur AB - ; ceci est le cas pour des contraintes inférieures

ou même de l'ordre de la tension de faute d'empilement.

On calcule successivement l'énergie de pincement dans le plan primaire (constriction A, fig. 1.a) et l'énergie maximum de l'arc AB dans le plan de déviation, ou énergie de col. A priori l'énergie de déviation est la somme de ces deux termes. L'énergie est calculée en fonction de la largeur attribuée à la dislocation parfaite, b_0 , et en fonction de l'énergie de faute d'empilement f . Elle dépend des contraintes par le rapport des contraintes à cette énergie, $\sigma b/f$. Cette fonction est calculée numériquement pour différentes énergies de faute. En outre, l'expression analytique asymptotique de cette énergie est obtenue à faible contrainte ($\sigma b/f \ll 1$), sous forme d'une relation linéaire par rapport aux contraintes. Une telle relation devrait être applicable à tout un domaine de contraintes d'intérêt physique (fluage, apparition du stade III à l'ambiante ou au-dessus pour des métaux pas trop dissociés tels la plupart des métaux purs).

Dans le troisième chapitre, nous appliquons ces résultats. Le cas du fluage est rapidement discuté, car il ne semble pas que l'influence des déviations γ soit encore nettement isolée. Nous étudions plus longuement l'apparition du stade III de déformation, où on peut supposer que les déviations constituent le mode prédominant de déformation. Nous supposons ici que le stade III est dû à l'action des seules contraintes appliquées, sans faire intervenir aucun facteur de concentration de contraintes ; les déviations sont supposées germer soit de façon homogène, n'importe où sur les dislocations vis, soit de façon hétérogène, en des endroits où la compression du ruban de faute dans le plan primaire est plus grande. Pour une nucléation homogène, on ne tient compte que de la différence des contraintes appliquées sur les partielles. Pour une nucléation hétérogène, on suppose que la compression du ruban de faute dans le plan primaire est due à la force totale subie par l'une des partielles, l'autre étant supposée arrêtée sur une certaine longueur critique, comme c'est le cas devant un obstacle. Il est important de souligner que la longueur critique nécessaire est faible : elle est estimée inférieure ou au plus de l'ordre de la largeur de dissociation du métal. Enfin dans les deux cas on tient compte non seulement de l'énergie de col dans le plan de déviation, mais aussi de l'énergie de pincement nécessaire dans le plan primaire.

Ces deux hypothèses très schématiques sont retenues alternativement

à titre d'hypothèses de travail. On en déduit l'effet de l'orientation de l'échantillon sur la contrainte τ_{III} où le stade III apparaît. On prévoit ainsi des valeurs plus faibles au centre du triangle stéréographique, surtout au voisinage de $[101]$, et des valeurs plus élevées au voisinage de $[100]$ et $[111]$, ce que vérifie au moins qualitativement les quelques mesures dont on dispose (Al et Cu).

On en déduit également l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur τ_{III} . A la limite des faibles contraintes, c'est-à-dire à l'ambiante ou au dessus dans le cas du cuivre, cet effet est linéaire. Dans un domaine plus étendu de température, la courbe $\tau_{III}(T)$ est calculée numériquement. On compare aux mesures faites dans le cas du cuivre, où plusieurs résultats expérimentaux ont été publiés.

L'ensemble de ces mesures est en désaccord avec l'hypothèse de nucléation homogène ; il semble au contraire que les déviations se produisent en des endroits favorisés, dont la densité est de l'ordre d'une fraction de λ_F^{-1} , λ_F étant la taille du réseau de dislocation ; cette conclusion importante mérite d'être soulignée.

L'hypothèse faite de nucléation hétérogène rend compte, par contre, raisonnablement des mesures faites à l'ambiante ou au-dessus, aussi bien en fonction de la température, qu'en fonction de la vitesse de déformation. Elles indiquent une énergie de faute acceptable, de 40 à 50 ergs/cm² pour le cuivre. A plus basse température les contraintes prévues sont trop élevées, d'un facteur 1,5 à 2. Cela peut correspondre à une germination des déviations à des sites encore plus favorables, comme aux jonctions attractives par exemple. Ceci est d'autant plus possible que la longueur critique de nucléation que nous avons évaluée est faible (de l'ordre de la largeur de dissociation). Mais il faut ajouter aussi que la mesure de $\tau_{III}(T)$ est peu significative. En effet la structure du réseau de dislocation est loin d'être constante et donc les différentes mesures sont peu comparables, entre celles faites sur des cristaux déformés à basse température où la déformation atteint 100 %, et ceux qui sont déformés à l'ambiante où la déformation atteint à peine 30 %.

Enfin dans un dernier paragraphe, on compare nos résultats aux relations logarithmiques déduites du modèle de Seeger.

CHAPITRE II - ACTIVATION DES DEVIATIONS

Ce chapitre établit l'énergie d'activation nécessaire pour développer une déviation. A priori, deux termes interviennent. D'abord, l'énergie de pincement dans le plan de glissement primaire, pour former la constriction initiale. Puis, l'énergie du segment dévié de dislocation, nécessaire pour atteindre la position de col dans le plan de déviation.

On étudie d'abord, dans le plan de déviation, l'énergie d'une portion de dislocation dissociée AB, en équilibre pour une longueur AB donnée, et recombining aux extrémités A et B (§ A). Ce calcul conduit à une évaluation simple de la "tension de ligne" qu'on peut attribuer à AB, intermédiaire entre celle de la parfaite, correspondant au cas limite $AB = 0$, et celle de la dislocation dissociée correspondant à AB infini.

On détermine ensuite, § B, la séparation critique AB, et l'énergie maximum correspondante, au § C. Dans ce dernier paragraphe on établit l'énergie totale de déviation, et son expression analytique approchée dans le cas des faibles contraintes.

Les notations suivantes désignent les composantes des contraintes à considérer :

- a) σ' est la contrainte qui comprime dans le plan initial une partielle contre l'autre. On écrit la force totale par unité de ligne $\sigma'b/2\sqrt{3}$, où b est la période du réseau.

- b) σ_s et σ_t sont les deux composantes des cisssions exercées sur le plan de déviation. σ_t est celle qui agit sur la dislocation totale ; elle est parallèle à b, et donne à l'ensemble une courbure. Elle agit de façon identique sur chaque partielle, dont les caractères vis sont égaux. σ_s est la composante perpendiculaire à b ; elle n'agit que sur le caractère coin opposé des deux partielles, et les sépare sans agir sur la dislocation totale.

A - EQUILIBRE DE LA BOUCLE DEVIEE.

On étudie ici l'équilibre de la boucle déviée AB, de longueur AB donnée : équations d'équilibre, intégration des équations, énergie, définition d'une "tension de ligne" pour AB.

Deux hypothèses fondamentales sont faites dans cette étude.

D'une part l'énergie de ligne des dislocations partielles est évaluée dans l'approximation de tension de ligne, c'est-à-dire en considérant que l'énergie par unité de longueur est identique en tous points de la ligne de dislocation, et ne dépend que peu de la forme de celle-ci, par un logarithme.

D'autre part, on évalue l'interaction élastique entre les partielles en supposant les lignes peu inclinées sur une ligne moyenne circulaire, selon une approximation due à Stroh⁽¹⁴⁾.

Tout ceci reste raisonnable tant que l'ensemble dévie peu de la ligne droite, ce qui est le cas pour des contraintes inférieures, ou même de l'ordre de celle que crée la tension de faute d'empilement.

A.1 - Equations d'équilibre.

Nous partons de l'équation d'équilibre des forces locales que subissent les partielles (1) et (2), aux points M_1 et M_2 , fig. 2.

$$F_1 + f - \frac{\sigma_t b}{2} - \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3}} + \frac{C_1}{r_1} = 0 \quad (1)$$

$$F_2 - f - \frac{\sigma_t b}{2} + \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3}} + \frac{C_2}{r_2} = 0 \quad (2)$$

f représente l'énergie de faute d'empilement, C_1 et C_2 les tensions de ligne effectives⁽¹⁷⁾, intervenant localement pour décrire les forces de rappel des partielles en M_1 et M_2 , où r_1 et r_2 sont les rayons de courbure locaux. Enfin F_1 et F_2 désignent les interactions élastiques locales de (1) et (2).

Pour exprimer F_1 et F_2 deux hypothèses sont faites :

- a) F_1 et F_2 sont calculées comme les interactions élastiques entre deux boucles circulaires concentriques, de rayon $\Omega M_1 = r + h$, $\Omega M_2 = r - h$, où Ω est le centre de courbure local, en M , de la ligne moyenne AOB. On reconnaît ici, comme nous l'avons signalé plus haut, l'adaptation de l'approximation classique de Stroh⁽¹⁴⁾ dans de tels calculs.

- b) Ces interactions sont obtenues au moyen des expressions exactes données par Kröner⁽¹⁸⁾ pour les contraintes produites par une telle boucle circulaire en un point de son plan. On développe ces expressions au premier ordre en (h/r) ; h est la demi-séparation locale des deux partielles, $h = M_1 O = M_2 O$, et r est le rayon de courbure local de la ligne moyenne AOB.

La résolution détaillée des équations (1) et (2) est exposée dans la référence 13.b (annexe 1). Ce calcul montre qu'à cet ordre d'approximation, la position d'équilibre est déterminée par la résolution de deux équations indépendantes :

(i) L'une détermine la ligne moyenne AOB, c'est-à-dire la fonction $r(M)$. A cet ordre d'approximation on trouve que celle-ci coïncide avec la forme circulaire que prendrait la dislocation parfaite soumise à la contrainte σ_t .

(ii) L'autre équation détermine la position relative des partielles par rapport à cette ligne moyenne, c'est-à-dire la fonction $h(M)$. A cet ordre d'approximation, cette position est indépendante de la courbure moyenne, c'est-à-dire la même que si la ligne moyenne était rectiligne sur toute la longueur AOB. En effet la courbure intervient dans l'équation différentielle de $h(M)$ seulement par un terme de perturbation du second ordre, en $(h/r)^2$, et qui s'élimine donc dans notre approximation au premier ordre. On obtient donc $h(M)$ par une équation identique à celle obtenue par Stroh⁽¹⁴⁾ pour la constriction d'une dislocation rectiligne :

$$2 \frac{d^2 H}{dz^2} = 1 - \frac{1}{H} \quad (3)$$

H représente la séparation des partielles en M , prise perpendiculairement à la ligne moyenne et rapportée à d , largeur de dissociation prise dans le plan de déviation pour une vis rectiligne :

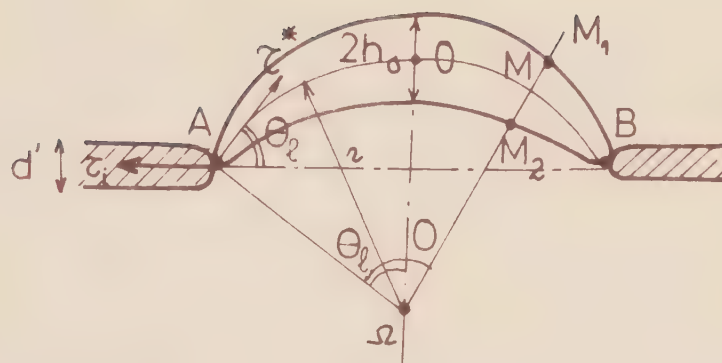


FIG 2 : GÉOMÉTRIE DE LA DÉVIATION $\ell = AOB$, $2h_0$ EST LA SÉPARATION CENTRALE.

$$H = \frac{2h}{d} \quad , \quad d = \frac{\alpha}{\gamma} \quad , \quad \gamma = f - (\sigma_s b/2\sqrt{3}) \quad (4)$$

où α est un coefficient élastique ; dans le cas de dislocations de Shockley d'angle 30° :

$$\alpha = \mu b^2/16\pi \quad (5)$$

Z est la coordonnée sans dimension de la longueur d'arc OM :

$$Z = 2\left(\frac{r\theta}{d}\right) \left(\frac{C}{G}\right)^{1/2} \quad (6)$$

θ est l'angle qui repère M, fig. 2, et C désigne la tension de ligne effective des partielles qui détermine leur force de rappel.

Le fait que la courbure de l'ensemble ne modifie pas la séparation des partielles entraîne la décomposition de l'énergie en deux termes additifs :

$$W = W_1 + W_2$$

où W_1 est la contribution du pincement, et W_2 celle de la courbure. Nous reviendrons sur cette relation aux paragraphes A.3 et A.4.

Enfin la validité du développement en (h/r) utilisé ici, implique la condition (f , est l'énergie de faute) :

$$\left(\frac{h}{r}\right)^2 \lesssim \left(\frac{d}{2r}\right)^2 \approx \left[\frac{\sigma_t b}{20(f - (\sigma_s b/2\sqrt{3}))} \right]^2 \ll 1 \quad (7)$$

Celle-ci est facilement remplie pour des contraintes d'intérêt physique.

A.2 - Conditions aux limites - Intégration des équations.

Il faut ajouter des conditions aux limites sur la séparation locale des partielles, $H(Z)$, pour pouvoir la déterminer par intégration de l'équation (3).

$H(Z)$ et ses dérivées doivent être continues et symétriques par rapport au point central O , c'est-à-dire pour $Z = 0$:

$$Z = \theta = 0 \quad , \quad dH/dZ = 0 \quad , \quad H = H_0 \quad (8)$$

Prenant H_0 comme paramètre, nous obtenons en (8) les deux conditions aux limites nécessaires à l'intégration de (3). Pour chaque valeur $H_0 \leq 1$, il existe une solution $H(Z)$, donc une configuration bien définie ; $H(Z)$ s'obtient plus commodément sous la forme $Z(H)$:

$$Z = H_0 \int_{t=H/H_0}^1 (-\log t + H_0(t-1))^{-1/2} dt \quad (9)$$

Cette configuration peut être aussi caractérisée par un autre paramètre, la demi longueur de la boucle déviée, $L \approx AO = OB$; celle-ci est définie par la valeur de Z prise aux points tels que A ou B , c'est-à-dire lorsque $H = b_0/d$; b_0 est la séparation des partielles lorsqu'on les estime recombinaées, ou encore la largeur de la dislocation totale parfaite. Aux points A et B nous avons donc :

$$Z = L \quad , \quad H = x = b_0/d \quad , \quad \theta = \theta_\ell \quad (10)$$

θ_ℓ étant l'extension angulaire de la courbe AO .

Au moyen de H_0 ou de L , nous pouvons suivre les variations de l'énergie au cours de la formation d'une déviation. Il est clair que H_0 augmente avec L d'une valeur commune nulle, à $H_0 = 1$ lorsque la séparation centrale est celle de la vis rectiligne, L devenant alors infini, et la déviation étant achevée. Nous verrons que l'énergie croît d'abord avec H_0 , passe par un maximum, puis décroît en raison du travail des contraintes. Pour connaître ce maximum, il nous faut d'abord connaître la fonction $W(H_0)$ qui représente cette énergie.

A.3 - Energie des configurations en équilibre.

A.3.1. - Expression générale.

Pour une valeur donnée de H_0 , nous avons vu que l'énergie se décompose en deux termes additifs provenant l'un du pincement lui-même, W_1 , et l'autre de la courbure prise par l'ensemble, W_2 :

$$W = W_1 + W_2 \quad (11)$$

Le terme de pincement W_1 serait inchangé pour une courbure nulle, c'est-à-dire une contrainte σ_t nulle. W_1 se sépare à son tour en deux contributions :

$$W_1 = d(\alpha C)^{1/2} (W_{11} + W_{12}) \quad (12.a)$$

$$W_{11} = L(H_0), E(H_0), \quad E(H_0) = -\text{Log } H_0 + H_0 - 1 + \text{Log } \frac{d'}{d} \quad (12.b)$$

$$W_{12} = \left(1 + \left(\frac{\tau}{C}\right)\right) U(H_0), \quad U(H_0) = H_0 \int_{x/H_0}^1 (-\text{Log } t + H_0(t - 1))^{1/2} dt \quad (12.c)$$

d, d' : largeurs de dissociation d'une vis rectiligne et infinie, respectivement dans le plan de déviation, et dans le plan de glissement initial.

C, τ : tension de ligne effective, et énergie par unité de longueur de ligne des partielles. Pour le caractère moyen des partielles considérées (Shockley à 30°) on a ⁽¹⁷⁾ :

$$\tau \approx 0.7 C$$

Enfin rappelons que x représente le rapport de la largeur de la dislocation parfaite, b_0 , à la largeur de dissociation prise dans le plan de déviation :

$$x = b_0/d \quad (13)$$

Les deux contributions W_{11} et W_{12} correspondent à deux étapes possibles

de la formation du pincement :

(a) - On passe d'abord de d' , séparation des parties dans le plan initial, celles-ci restant rectilignes, à dH_0 , séparation demandée au centre de l'arc qui dévie, dans le plan de déviation. Ceci entraîne la variation d'énergie $E(H_0)$ par unité de longueur, au facteur α près, et donc W_{11} pour une longueur L . L , demi-longueur de l'arc qui dévie, se déduit des équations (9) et (10) :

$$L = H_0 \int_{x/H_0}^1 (-\log t + H_0(t-1))^{-1/2} dt \quad (12.d)$$

(b) - W_{12} est l'énergie à fournir en supplément pour pincer les parties précédentes, une fois séparées de dH_0 . C'est le véritable terme de pincement tel que Stroh l'a calculé⁽¹⁴⁾ pour $H_0 = 1$. Il est la somme d'un terme d'allongement $\pi U/C$, et d'un terme d'interaction élastique, qui devient égal à U à l'équilibre de la boucle entre A et B.

Le terme de courbure est W_2 . C'est la variation d'énergie usuelle qui apparaît lorsqu'un arc de dislocation se courbe sous une contrainte σ_t . En tenant compte de l'allongement de ligne, et du travail de la contrainte σ_t , pour une courbure égale à celle de la dislocation parfaite équivalente, on obtient :

$$W_2 = -d(\alpha C)^{1/2} \left(\frac{b^3}{60}\right) \left(\frac{\sigma_t b}{\gamma}\right)^2 \quad \gamma = f - \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3}} \quad (14)$$

On sous entend ici que l'extension angulaire $2\theta_l$ est assez faible pour permettre le développement usuel de $\sin \theta_l$ et $\cos \theta_l$, approximation qui est cohérente avec $(h/r)^2 \ll 1$ (cf. réf. 13.b).

On remarquera que la seule contribution de σ_t à l'énergie totale se fait dans W_2 , par un terme en $(\sigma_t b/\gamma)^2$. Ce point vaut encore pour l'énergie de la position de col que nous calculons au § C.

Nous terminons ce paragraphe en donnant quelques détails sur le comportement des fonctions $U(H_0)$ et $L(H_0)$ qui sont essentielles pour exprimer l'énergie.

A.3.2. - Fonctions U et L.

Les fonctions U et L représentent essentiellement l'énergie de pincement et la longueur de l'arc qui dévie. Elles sont définies par les intégrales (12)

non seulement comme fonction de H_0 , mais aussi comme fonction de la borne inférieure d'intégration :

$$\frac{x}{H_0} = \frac{b_0}{2h_0}$$

due à la largeur b_0 de la dislocation parfaite. Deux cas se présentent où elles se simplifient : (a) $2h_0 \gg b_0$, cas où on peut négliger la largeur de la parfaite ; (b) $2h_0 \approx b_0$, cas où les intégrales sont prises entre deux bornes voisines.

(a) 1er cas : $2h_0 \gg b_0$.

Physiquement, c'est le cas de métaux suffisamment dissociés ($d > 2h_0 \gg b_0$), et ensuite de constriction A et B déjà bien séparées ($H_0 = (2h_0/d) \approx 1$). Nous montrons un peu plus loin, § B, que cette dernière condition correspond aux séparations critiques obtenues lorsque les contraintes sont suffisamment faibles. On peut alors prendre les intégrales de 0 à 1, c'est-à-dire négliger la largeur de la parfaite. U et L deviennent des fonctions - numériques - du seul paramètre H_0 . Elles sont tabulées tableau 1. Au voisinage de $H_0 = 1$, le seul domaine utile de ces fonctions, on peut établir les formes asymptotiques suivantes (13.b) :

$$\left. \begin{aligned} L &\approx -\sqrt{2} \left(\text{Log}(1 - H_0) - 0.21\sqrt{2} \right) \\ U &\approx 0.55 + \frac{(1 - H_0)^2}{2\sqrt{2}} \left(\text{Log}(1 - H_0) - 0.8 \right) \end{aligned} \right\} (15.a)$$

(b) 2ème cas : $2h_0 \approx b_0$.

La séparation centrale des partielles étant $2h_0$, cela représente un stade où la boucle AB est presque recombienée dans le plan de déviation. Ceci est toujours le cas pour des métaux peu dissociés, comme l'aluminium ($2h_0 < d \approx b_0$). Mais nous verrons au § B que ceci est encore le cas de la position critique AB obtenue pour un métal quelconque si la contrainte est assez forte, de l'ordre de celles d'un éventuel stade III à très basse température.

On peut ici évaluer les intégrales prises entre deux bornes voisines, 1 et x/H_0 , en développant l'intégrande, et obtenir les formes analytiques suivantes :

$$U = \frac{H_0}{2\sqrt{2}} \left((t + \epsilon) (t^2 + 2t\epsilon)^{1/2} - \epsilon^2 \operatorname{Log} \left(\frac{t + \epsilon + (t^2 + 2t\epsilon)^{1/2}}{\epsilon} \right) \right)$$

$$L = \sqrt{2} H_0 \operatorname{Log} \left(\frac{t + \epsilon + (t^2 + 2t\epsilon)^{1/2}}{\epsilon} \right)$$

$$t = 1 - (x/H_0) \quad , \quad \epsilon = 1 - H_0$$

Pour des constrictionnements bien séparées, et une séparation centrale $2h_0$ plus près de d que de b_0 (cas des faibles contraintes, $H_0 \approx 1$) on a $\epsilon \ll t$; à cette limite on a les formes asymptotiques :

$$\left. \begin{aligned} U &\approx \frac{1}{2\sqrt{2}} H_0 \left(1 - \frac{x}{H_0} \right)^2 \\ L &\approx \sqrt{2} H_0 \operatorname{Log} \frac{2 \left(1 - (x/H_0) \right)}{1 - H_0} \end{aligned} \right\} \quad , \quad H_0 \rightarrow 1 \quad (15.b)$$

Au contraire, lorsque $2h_0$ est plus près de b_0 que de d (cas des fortes contraintes $H_0 \approx x$) on a $t \ll \epsilon$, d'où :

$$\left. \begin{aligned} U &\approx \frac{2}{3} H_0 (1 - H_0)^{1/2} \left(1 - \frac{x}{H_0} \right)^{3/2} \\ L &\approx 2 H_0 \left(1 - \frac{x}{H_0} \right)^{1/2} (1 - H_0)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad H_0 \rightarrow x \quad (15.c)$$

A.4 - Définition d'une tension de ligne pour AB.

La décomposition précédente de l'énergie en deux termes additifs suggère la possibilité d'interpréter le premier terme W_1 , comme l'énergie de ligne du segment mal dissocié AB, supposé rectiligne, le second terme W_2 apparaissant alors comme la variation d'énergie libre associée à l'application d'une contrainte de courbure σ_t qui agit sur la dislocation totale AB.

La structure du terme W_1 permet de donner à la boucle incomplètement dissociée AB une tension de ligne qui s'exprime très simplement. Dans de nombreux cas, on a avantage à utiliser ce concept⁽¹⁹⁾, de préférence aux équations (12) dont le maniement est en général assez lourd.

On définit une telle tension de ligne τ^* par :

$$dW(AB) = \tau^* d\ell$$

où $W(AB)$ désigne l'énergie totale du segment AB de dislocation, et ℓ sa longueur totale AOB ; cette longueur se déduit des équations (6), (10), (12.d) :

$$\ell = 2r \theta_\ell = dL(C/\alpha)^{1/2} \quad (15)$$

Le calcul de τ^* est beaucoup simplifié du fait de la relation entre les fonctions U , L , et $E(H_0)$ définies équations (12), qui décrivent l'équilibre de AB dans l'approximation de Stroh. Etablissons d'abord cette relation. On peut écrire $U(H_0)$:

$$U(H_0) = \int_x^{H_0} (E(y) - E(H_0))^{1/2} dy$$

En dérivant :

$$\frac{dU}{dH_0} = \frac{\partial U}{\partial H_0} + \frac{\partial U}{\partial E(H_0)} \cdot \frac{dE(H_0)}{dH_0}$$

$\partial U / \partial H_0$ est évidemment nul ; $\partial U / \partial E$ s'exprime au moyen de L :

$$\frac{\partial U}{\partial E(H_o)} = - \int_x^{H_o} \frac{dy}{2(E(y) - E(H_o))^{1/2}} = - \frac{L}{2}$$

d'où la relation entre U, L, et E :

$$2dU + L d E = 0$$

L'énergie totale de la boucle AOB supposée rectiligne dans le plan de déviation, s'écrit :

$$W(AB) = \ell(\tau_p - R) + W_1(\ell)$$

Le premier terme est l'énergie d'un segment ℓ de dislocation, prise dans l'état dissocié initial ; $\tau_p - R$ est l'énergie de ligne de la dislocation dissociée dans le plan de glissement primaire, τ_p pour celle de la parfaite, et R, pour l'énergie de recombinaison de l'unité de ligne. R est fonction de la largeur de dissociation dans le plan initial, notée d' :

$$R = \alpha(-\text{Log } x' + x' - 1) \quad \text{avec} \quad x' = b_o/d' \quad (17)$$

Le second terme $W_1(\ell)$ représente la différence d'énergie entre l'état initial, et celui où AB, dissocié dans le plan de déviation, est recombéné aux extrémités A et B ; il est donné par l'équation (12). Pour une variation $d\ell$ de ℓ on a :

$$d W_1 = (\alpha C)^{1/2} d(2 dU + LdE + EdL) = \alpha E d\ell$$

en confondant ici énergie de ligne τ , et tension effective C des partielles. D'où

$$dW(AB) = d\ell(\tau_p - R + \alpha E)$$

Soit :

$$\left. \begin{aligned} \tau^* &= \tau_p - R + \alpha E(H_o) \\ E(H_o) &= -\text{Log } H_o + H_o - 1 + \text{Log } \frac{d'}{d} \end{aligned} \right\} (18.a)$$

Tableau 1

H_0	$-\log H_0 + H_0 - 1$	$2U$	L	δ	$0,15 \delta / (-\log H_0 + H_0 - 1)$	$s = d/d'$	$2w$	$2w - 2U$
0	$+\infty$	0	0	-1	0	∞	0	0
0.05	2.046	0.0373	0.0897	-0.930	-			
0.10	1.403	0.172	0.183	-0.861	-0.09	4.07	0.170	0.002
0.15	0.8094	0.254	0.281	-0.794	-			
0.25	0.5040	0.409	0.492	-0.663	-0.15	1.89	0.412	0.003
0.40	0.3163	0.619	0.860	-0.479	-0.23	1.37	0.623	0.004
0.55	0.1440	0.799	1.319	-0.311	-			
0.70	0.0567	0.945	1.943	-0.167	-0.45	1.058	0.958	0.013
0.80	0.0231	1.020	2.558	-0.087	-			
0.90	0.0054	1.073	3.565	-0.028	-0.78	1.005	1.078	0.005
0.95	0.0015	1.083	4.547	-0.009	-			
1	0	1.1	$+\infty$	0	$-\infty$	1	1.1	0

La simplicité de cette expression réside dans le fait que les fonctions U et L n'apparaissent plus dans τ^* , bien que τ^* représente la "tension de ligne" de AB, y compris naturellement la contribution des pincements.

La correction à apporter à l'expression de τ^* pour tenir compte de la différence entre τ et C , c'est-à-dire de la dépendance de l'énergie de ligne avec le caractère de la ligne, est faible et négligeable en général, sauf au voisinage de $H_0 = 1$, où les constriction A et B sont bien séparées (faibles contraintes). Compte tenu de $\tau \approx 0.7 C$, on obtient en effet :

$$\tau^* = \tau_p - R + \alpha E^*(H_0) \quad (18.b)$$

où $E^*(H_0)$ est une fonction peu différente de $E(H_0)$:

$$\begin{aligned} E^*(H_0) &= E(H_0) + k \delta(H_0) \quad , \quad k = (C - \tau)/2C \approx 0.15 \\ \delta(H_0) &= L \frac{dE}{dL} = - \frac{\int_{x/H_0}^1 dt (-\log t + H_0(t-1))^{-1/2}}{\int_{x/H_0}^1 dt ((1-H_0 t)^{-2} (-\log t + H_0(t-1))^{-1/2})} \end{aligned} \quad (18.c)$$

Le tableau 1 donne les valeurs de $\delta(H_0)$ en supposant $x = 0$ ($b_0 \ll d$) ; pour $x \neq 0$ les valeurs de δ seraient assez voisines, et un peu inférieures en valeur absolue (H_0 variant entre 1 et x , au lieu de 1 et 0). Le tableau donne aussi les valeurs du rapport $\delta/(-\log H_0 + H_0 - 1)$ qui représente essentiellement la différence relative des fonctions E et E^* . On constate que cette différence n'est significative qu'au voisinage de $H_0 = 1$, comme nous l'avons remarqué ci-dessus.

Au voisinage de $H_0 = 1$, et pour de faibles contraintes ($d \approx d'$), il est possible d'exprimer simplement la correction apportée par la fonction δ . A cette limite, $E \approx (1 - H_0)^2/2$; en outre $L \approx -\sqrt{2} \log(1 - H_0)$ qu'on tienne compte ou non de la largeur de dislocation parfaite, c'est-à-dire que L soit

donné par les formes asymptotiques (15.a) ou (15.b). On obtient donc dans tous les cas :

$$\frac{\delta}{E} = L \left(\frac{dE}{EdL} \right) = L \frac{d \log E}{dL} \approx 2L \frac{d(\log(1 - H_o))}{dL} \approx -\sqrt{2} L$$

d'où :

$$E^*(H_o) \approx E(H_o) (1 - 0.15 \sqrt{2} L) \quad , \quad H_o \rightarrow 1 \quad (18.d)$$

On voit sur cette équation que la différence relative des fonctions E et E* tend logarithmiquement vers l'infini à mesure que H_o tend vers un.

Remarque :

L'emploi de la tension de ligne τ^* permet le calcul de la courbure moyenne prise par la boucle AB sous la contrainte σ_t . Nous montrons que le résultat ainsi obtenu est en accord avec notre traitement précédent, qui consiste à prendre comme courbure celle de la parfaite équivalente (§ A.1).

Un raisonnement classique de la théorie des dislocations⁽²⁰⁾ donne en effet le rayon de courbure correspondant à τ^* :

$$r \sigma_t b = \tau^* = \tau_p + \alpha((2h_o/d) - 1 - A)$$

selon les équ. (18.a), (17) et (12.b) ; A représente la quantité $\log(2h_o/e b_o) + (b_o/d')$, et reste de l'ordre de l'unité même pour de fortes dissociations.

En résolvant les équations d'équilibre local (1) et (2), écrites au début du § A, on obtient (voir réf. (13.b), annexe 1) pour le rayon de courbure local r :

$$r \sigma_t b = C_p \left[1 + (\alpha/\tau_p) ((2h/d) - 1) \right]$$

où C_p est la tension de ligne effective de la parfaite. Si on la confond avec l'énergie de ligne τ_p , comme pour (18.a), on obtient :

$$r \sigma_t b = \tau_p + \alpha((2h/d) - 1)$$

Compte tenu de son caractère local, on voit que cette équation est évidemment compatible avec la précédente.

Dans la pratique, le coefficient α est petit devant τ_p :

$$(\alpha/\tau_p) \approx ub^2/(16\pi \tau_p) \ll 1$$

puisque τ_p est au plus de l'ordre de μb^2 . C'est pourquoi il est raisonnable de prendre comme nous l'avons fait, la courbure de la dislocation parfaite comme courbure moyenne de la boucle AB.

B - ETUDE DE LA POSITION D'INSTABILITE DE LA BOUCLE DEVIEE.

On étudie ici la séparation critique au delà de laquelle les contraintes appliquées rendent la boucle AB instable, et éloignent l'un de l'autre A et B jusqu'à déviation complète.

Ceci peut être fait en cherchant le maximum de la fonction à une seule variable $W(H_0)$, donnée par les équations (12) - (14). Cette fonction représente l'énergie de configurations déjà en équilibre pour une longueur donnée L, laquelle est liée à la séparation centrale H_0 des partielles par l'équation d'équilibre (12.d). C'est ainsi qu'on a déduit la condition de col dans la référence 13.b.

Nous préférons ici établir cette condition en utilisant la tension de ligne τ^* obtenue précédemment pour la boucle incomplètement dissociée AB.

L'équilibre des tensions de ligne au point A ou B (fig. 2) s'écrit :

$$\tau_p - R = (\tau_p - R + \alpha E^*) \cos \theta_l$$

en développant le cosinus :

$$\theta_{\ell}^2 = 2\alpha E^*/\tau^*$$

Par ailleurs la longueur totale $\ell = AOB$ est liée à θ_{ℓ} :

$$\ell = 2\theta_{\ell}(\tau^*/\sigma_t b)$$

En éliminant θ_{ℓ} entre ces deux relations, et en exprimant ℓ selon (16), on obtient la condition :

$$E^*(H_o) = \left(\frac{\sigma_t b L}{\gamma} \right)^2 \left(\frac{C}{8\tau^*} \right), \quad \gamma = f - (\sigma_s b/2\sqrt{3})$$

Ignorons pour l'instant la différence entre l'énergie de ligne et la tension de ligne effective C des partielles, c'est-à-dire faisons $C \approx \tau = 3\tau_p/8$. On obtient en évaluant τ^* au moyen de τ_p , énergie de ligne de la parfaite :

$$- \text{Log } H_o + H_o - 1 \approx \frac{1}{20} \left(\frac{\sigma_t b L}{\gamma} \right)^2 + \text{Log } \frac{d}{d'}$$

$$d = \alpha/\gamma, \quad d' = \alpha/\gamma', \quad \gamma = f - (\sigma_s b/2\sqrt{3}), \quad \gamma' = f + (\sigma' b/2\sqrt{3})$$

Dans le cas limite où toutes les contraintes sont nulles, le col se produit pour $E(H_o) = 0$, soit $H_o = 1$, donc pour une longueur L infinie. Ce résultat est évident si on remarque que sans contraintes, et avec une tension de ligne indépendante du caractère de la ligne ($\tau \approx C$), aucun col ne peut se produire pour une valeur finie de L . Au contraire si la position vis initiale est une position de moindre énergie, on gagne de l'énergie si au delà d'une certaine longueur finie L , on allonge l'ensemble sur la direction vis en augmentant L et en éloignant les constrictiones A et B.

Ceci est la principale modification à introduire à l'équation précédente si on tient compte de la différence entre τ et C . Le col sous contraintes nulles se produit alors pour $H_o \neq 1$ et une longueur L finie. Dans ce cas on

obtient en effet :

$$- \log H_0 + H_0 = 1 + 0.15 \delta(H_0) \approx \frac{1}{30} \left(\frac{\sigma_t + b L^2}{\gamma} \right) + \log \frac{d}{d'} \quad (18.b)$$

A contrainte nulle, cette équation devient, compte tenu de (18.a) :

$$E(H_0) (1 - 0.15 \sqrt{2} L) = 0$$

Cette relation est satisfaite pour une longueur critique $L = L_0$ telle que :

$$L_0 = (0.15\sqrt{2})^{-1} = 4.7 \quad (19.c)$$

La valeur critique de H_0 correspondante (séparation centrale des particelles) dépend, elle, de la largeur attribuée à la parfaite. Si on néglige celle-ci ($d \gg b_0$) $H_0 \approx 0.95$. Au contraire, si $d \approx b_0$, $H_0 \approx 1 - (1 - \pi)/16$.

De façon générale la position critique de déviation est définie par la valeur de H_0 , solution de l'équation (19). Son énergie est étudiée au paragraphe suivant.

La longueur de nucléation de la déviation, est celle de la position critique. On a vu que sous contrainte nulle $L_0 \approx 4.7$, c'est-à-dire que $l = AOB$ est de l'ordre de dix fois la largeur de dissociation. Mais il faut noter qu'elle diminue très vite avec la contrainte, et devient couramment de l'ordre de la largeur de dissociation dans le plan initial, d' . A titre indicatif, on a représenté fig. 3 l'évolution de la quantité $l/d' \sqrt{\log(d'/b)}$ en fonction de d/d' , en supposant $\sigma_t = 0$, et en négligeant la largeur de la parfaite. Cette quantité est commode parce qu'elle dépend peu de d' , comme on voit fig. 3 où sont représentées les courbes pour $d' = 3b$ et $d' = 10b$. On peut montrer en particulier qu'elle tend vers la valeur asymptotique 0.8 (13.b).

Si on tient compte de la largeur b_0 de la parfaite, on voit sur l'équation (12.b) que l est peu changée à faibles contraintes, mais décroît encore plus vite à forte contrainte, et en particulier s'annule avant la recombinaison dans le plan initial, pour $H_0 = x$ (voir § C).

$$\frac{d' \sqrt{\ln(d'/b)}}{d}$$

0
7
6
5
4
3
2
1

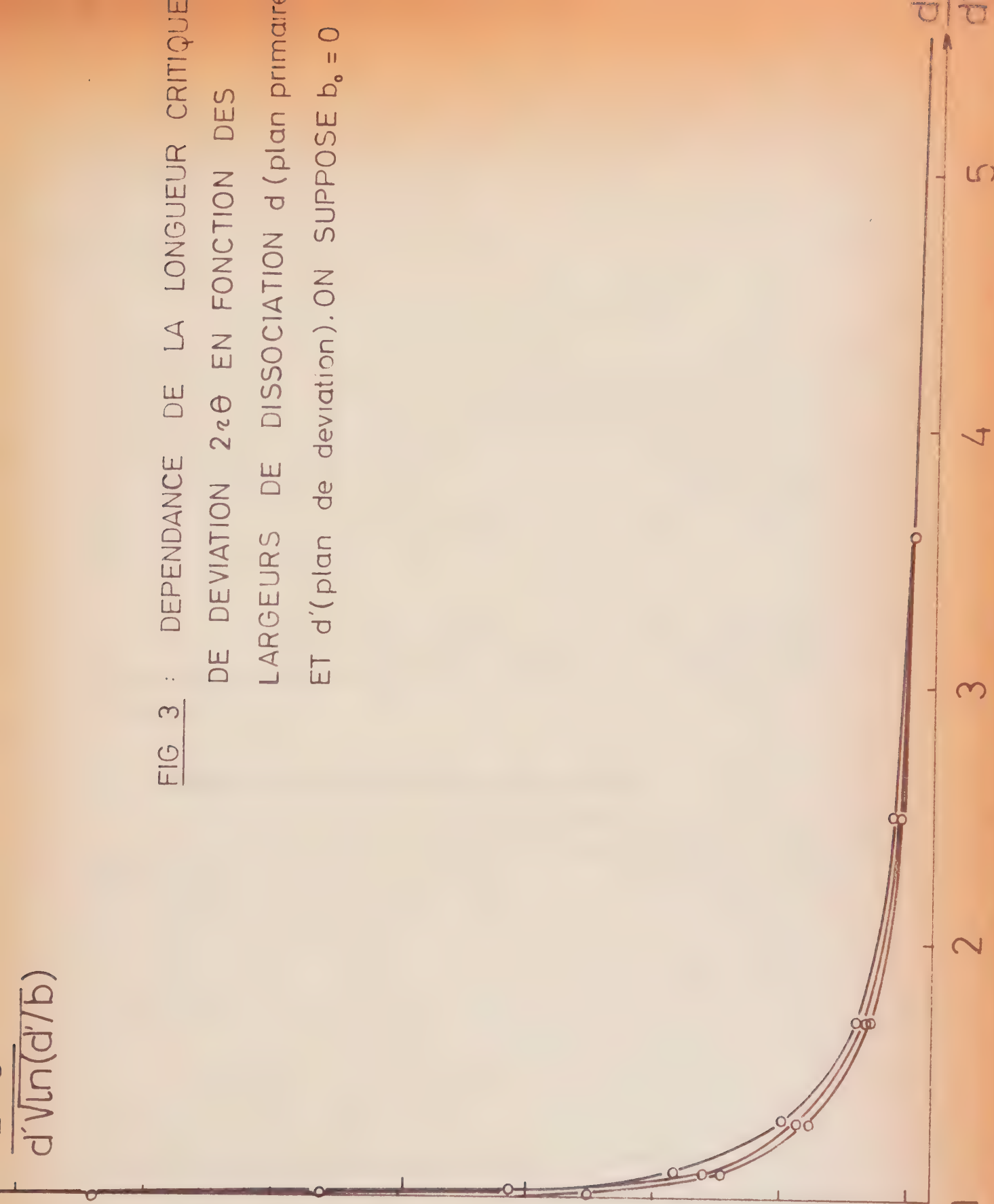


FIG 3 : DEPENDANCE DE LA LONGUEUR CRITIQUE
DE DEVIATION 2θ EN FONCTION DES
LARGEURS DE DISSOCIATION d (plan primaire
ET d' (plan de deviation)). ON SUPPOSE $b_0 = 0$

C - ENERGIE D'ACTIVATION.

Nous calculons maintenant l'énergie d'activation d'une déviation. A celle de la position instable qui vient d'être étudiée, il faut ajouter l'énergie de la constriction nécessaire dans le plan de glissement primaire.

Ce terme est d'abord évalué. Puis nous passons au calcul de l'énergie du col à franchir dans le plan de déviation. Ici, la conclusion essentielle est que l'action de la composante des contraintes qui déplace l'ensemble de la boucle sur le plan de déviation, est négligeable. Les contraintes qui favorisent le glissement dévié, de quelque nature qu'elles soient, sont celles qui compriment le ruban de faute dans le plan primaire, et celles qui l'élargissent dans le plan de déviation. C'est l'élargissement relatif du ruban de faute, c'est-à-dire la diminution de l'énergie de faute effective, qui est le facteur essentiel de la déviation.

Enfin, nous donnons l'expression asymptotique de l'énergie à faible contrainte, et nous présentons à titre d'exemple les courbes énergie-contrainte obtenues numériquement dans un cas particulier, pour diverses valeurs de l'énergie de faute.

C.1 - Energie de constriction dans le plan primaire.

Soit W_p l'énergie nécessaire pour pincer le ruban de faute dans le plan initial, dont la largeur est ici d' , c'est-à-dire pour former deux demi-contractions telles qu'en A et B, fig. 2. Cette énergie se déduit comme cas particulier des équations (12) ($H_0 = 1$, $E = 0$) :

$$W_p = 2\alpha(a d' U) \quad , \quad U = \int_{b_0/d'}^1 dt (-\text{Log } t + t - 1)^{1/2}$$

$$a = \left(\frac{\tau}{\alpha}\right)^{1/2} = (1.5 \text{ Log}(2d'\sqrt{3}/b))^{1/2}$$

α est un coefficient élastique lié au type de dissociation, qui est égal ici à $\mu b^2/16\pi$, voir équ. (5). On a fait usage d'une tension de ligne des partielles, , en $\text{Log}(2d'/b)$ où $2d'$ est l'étendue approximative du pincement et b_1 le vecteur de Shockley $b/\sqrt{3}$.

Cette énergie est habituellement évaluée en négligeant la largeur b_0 de la parfaite devant d' ; U est alors une constante, qui a été évaluée par Stroh⁽¹⁴⁾. Cependant on peut constater que la fonction $f(t)$ sous le signe somme, dans U , est la plus grande justement quand t approche zéro. La valeur de U est ainsi très sensible à la valeur prise pour la borne b_0/d' ; le calcul de l'intégrale montre que pour $b_0/d' = 0.05$, la valeur de U n'atteint que 84 % de la valeur obtenue avec $b_0/d' = 0$; pour $b_0/d' = 0.25$, elle n'est plus que 50 % de cette valeur.

Nous avons donc voulu exprimer W_p en fonction des deux variables b_0 , largeur de la parfaite, et d' largeur du ruban de faute dans le plan primaire. A la limite $d' \gg b_0$, la forme asymptotique (15.b) montre que U varie comme $(1 - b_0/d')^2$, et W_p comme $(d' - b_0)^2/d'$; W_p et $(d' - b_0)^2/d'$ ont encore le même comportement à la limite opposée $b_0 \ll d'$: tous deux varient alors comme d' . En fait le calcul numérique de l'intégrale $U(d'/b_0)$ montre qu'on peut écrire :

$$W_p = A \frac{11b^2}{8\pi} \frac{(d' - b_0)^2}{d'} \quad (20.a)$$

A étant une fonction lentement croissante de d'/b_0 , et de l'ordre de l'unité. $A(d'/b_0)$ est représentée fig. 4. On peut représenter à moins d'un pour cent cette fonction numérique par l'expression :

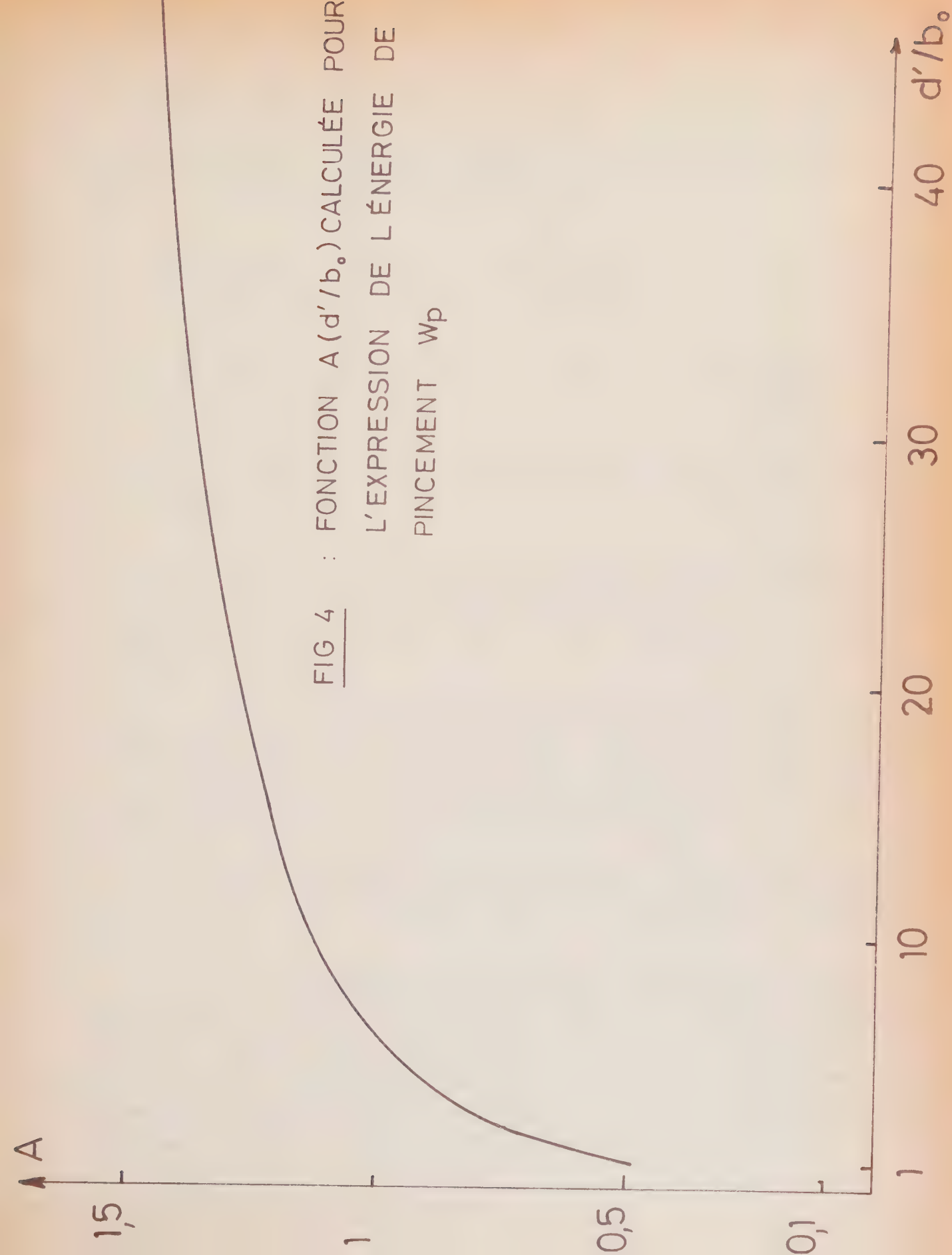
$$A \approx 0.92 \left\{ \text{Log}(2\sqrt{3} d'/b) \right\}^{1/2} - 0.60 \quad (20.b)$$

dans tout le domaine $1 \leq d'/b_0 \leq 50$. En particulier pour des dissociations moyennes, on peut prendre $A \approx 1$:

$$0.85 \leq A \leq 1.15 \quad \text{pour} \quad 3.5 \leq d'/b_0 \leq 11 \quad (20.c)$$

C.2. - Énergie de col dans le plan de déviation.

Nous évaluons d'abord la forme générale de l'énergie de la position instable de la boucle, dans le plan de déviation. Puis nous développons cette énergie à faible ou forte contrainte.



C.2.1. - Forme générale de l'énergie de col dans le plan de déviation.

Soit W_d l'énergie de la position instable de la boucle, dans le plan de déviation. W_d est donnée par les équations (12) à (14), compte tenu de l'équation de col (19). Éliminant $E(H_0)$, il vient :

$$W_d = a \frac{\mu b^2 d}{8\pi} \left[U - 0,09 L \delta + 4 L \left(\frac{\sigma_t b L}{20\gamma} \right)^2 \right] \quad (21)$$

$$a = \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{1/2} = \left(1,5 \text{ Log } (dL\sqrt{3}/b) \right)^{1/2}, \quad d = \frac{\mu b^2}{16\pi \gamma}, \quad \gamma = f - \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3}}$$

Les valeurs de U , L , et δ doivent être prises pour la valeur critique H_0 déduite de l'équation de col (19) en fonction des composantes de contraintes σ' , σ_s , et σ_t .

La composante σ_t est celle qui déplace la dislocation totale sur le plan de déviation ; montrons sur cette forme générale que sa contribution à l'énergie est négligeable devant celles des autres composantes σ' et σ_s de la contrainte.

A faible contrainte, $L \approx 4,7$ (équ. 19.c) ; la contribution de σ_t à l'équation de col, (19.b), est $(L^2/30)(\sigma_t b/\gamma)^2 \approx (\sigma_t b/\gamma)^2$. De même, la contribution à l'énergie est ici $(L^3/100)(\sigma_t b/\gamma)^2 \sim (\sigma_t b/\gamma)^2$. Ces termes sont du second ordre par rapport à $(\sigma b/f)^2$, donc négligeables vis-à-vis des termes du premier ordre venant des largeurs de dissociation d ou d' .

A forte contrainte, la longueur critique $L \rightarrow 0$; ces termes deviennent de l'ordre de $(\sigma_t b/20\gamma)^2$, terme que nous avons négligé dans tout ce calcul, voir équ. (7).

Ainsi la force essentielle qui induit la déviation est l'élargissement de l'arc dévié, non son simple déplacement dans le plan de déviation, comme on l'a souligné dans l'introduction. Cette remarque est très importante, car elle montre que le processus de déviation en lui-même peut être indépendant du mouvement ultérieur de la dislocation une fois déviée. La tendance au glissement dévié est favorisée essentiellement par un abaissement relatif de l'énergie de

faute effective dans le plan de déviation, $f - \sigma_s b/2\sqrt{3}$ au lieu de $f + \sigma'b/2\sqrt{3}$ dans le plan primaire.

Faire $\sigma_t = 0$ dans l'équation (21) simplifie beaucoup le calcul de l'énergie. Tout est essentiellement déterminé par le paramètre :

$$s = \frac{d}{d'} = \frac{1 + \frac{\sigma'b}{2\sqrt{3}f}}{1 - \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3}f}} \quad (22.a)$$

rapport des largeurs de dissociation dans le plan de déviation et dans le plan primaire. L'énergie devient, dans les notations de (21) :

$$\begin{aligned} W_d &= a (\mu b^2 d / 8\pi) w(s) \\ w(s) &= U - 0,09 L \delta, \quad \text{Log } s = -\text{Log } H_0 + H_0 - 1 + 0,15 \delta \end{aligned} \quad (22.b)$$

En toute rigueur l'équation (22) devrait être écrite de façon un peu plus compliquée. Les fonctions U , L , et δ , (donc w), ne dépendent pas seulement de H_0 , c'est-à-dire de s . Elles dépendent aussi de $x = b_0/d$ si on tient compte de la largeur non nulle b_0 de la parfaite, dans la borne inférieure des intégrales qui définissent ces fonctions équ.(12) et (18). Néanmoins, comme on peut s'en assurer par un calcul simple, il est clair physiquement que l'introduction de b_0 est un terme correctif à l'expression de l'énergie ; du point de vue de la variation de celle-ci avec les contraintes, la variation du terme correctif est faible devant celle qu'on obtient en faisant $b_0 = 0$, et on peut considérer le terme correctif comme une simple constante.

Enfin, d'autres simplifications sont encore possibles à faibles ou à fortes contraintes. C'est ce que nous abordons maintenant.

C.2.2. - Développement à faible contrainte

Faisons un développement au premier ordre en $\sigma b/2\sqrt{3}f$. On calcule aisément la dérivée de la fonction $w(s)$:

$$\frac{dw}{ds} = - k L \frac{ds}{s} \quad , \quad k = 0.59 \quad (23)$$

D'où le développement de w au voisinage de $s = 1$ ($d = d'$ donc $\sigma = 0$) :

$$w = w_0 - 0.59 L_0 (s - 1)$$

w_0 et L_0 représentent les valeurs de w et de L prises pour la valeur de H_0 correspondant à $\sigma = 0$.

Signalons ici que le comportement de l'énergie à l'origine est assez sensible à la présence de la fonction $\delta(H_0)$, introduite pour tenir compte de la différence entre énergie de ligne τ , et tension de ligne effective C des partielles. A la limite des contraintes nulles, sans tenir compte de δ , on aurait obtenu l'équation (23) avec $k = 0.5$. Etant donné qu'alors $H_0 = 1$ et que L_0 est infini, on voit que dw/ds est infini. Par contre l'introduction de $\delta(H_0)$ décale la valeur initiale de H_0 , qui n'est plus égale à 1 ; L_0 n'est plus infini, et vaut 4.7 (équ.(19)) ; dw/ds reste fini, et la chute de l'énergie est moins rapide.

Pour obtenir le développement de W_p il suffit de prendre $L_0 = 4.7$, de porter w dans (22), et de développer s et d . La valeur de w_0 s'obtient évidemment en égalant les valeurs de l'énergie de pincement à contrainte nulle, W_{po} et W_{do} , dans le plan primaire (équ.(20)) et dans le plan de déviation. On obtient finalement :

$$W_d = A \frac{\mu b^2}{8\pi} d_0 \left[\left(1 - \frac{b_0}{d_0}\right)^2 - 1.6 \frac{\sigma' b}{f} - \left(1.6 - 0.3 \left(1 - \frac{b_0}{d_0}\right)^2\right) \frac{\sigma_s b}{f} \right] \quad (24)$$

$d_0 = \frac{\mu b^2}{16\pi f}$ = largeur de dissociation à contrainte nulle. A est un facteur qui varie peu avec la dissociation, qui est voisin de l'unité, et qui est donné par une équation analogue à (20.b) :

$$A \approx 0.92 \left(\text{Log}(2\sqrt{3} d_0/b) \right)^{1/2} - 0.60$$

C.2.3. - Cas des fortes contraintes.

En dehors du domaine de faible contrainte, étudié ci-dessus, on peut négliger dans l'expression de l'énergie W_d la contribution de la fonction $\delta(H_0)$. Cette contribution à l'équation (22) est en effet double :

- dans l'énergie elle ajoute le terme $- 0.09 L \delta$, et par là augmente cette énergie puisque δ est toujours négatif.
- mais elle diminue la valeur critique H_0 , et par là diminue l'énergie par l'intermédiaire de $U(H_0)$ et de $L(H_0)$.

Ces deux contributions contraires sont faibles, et mis à part le comportement à contrainte nulle, les courbes $w(s)$ calculées avec ou sans δ sont très voisines. A titre indicatif, on a comparé tableau 1, dans le cas $b_0 = 0$ ($b_0 \ll d_0$), les valeurs de $2w$ obtenues pour une même valeur de s (indiquée dans la colonne d/d') d'une part en tenant compte de δ (colonne $2w$) et d'autre part en faisant $\delta = 0$ (colonne $2U$). On constate que les différences sont en général peu significatives.

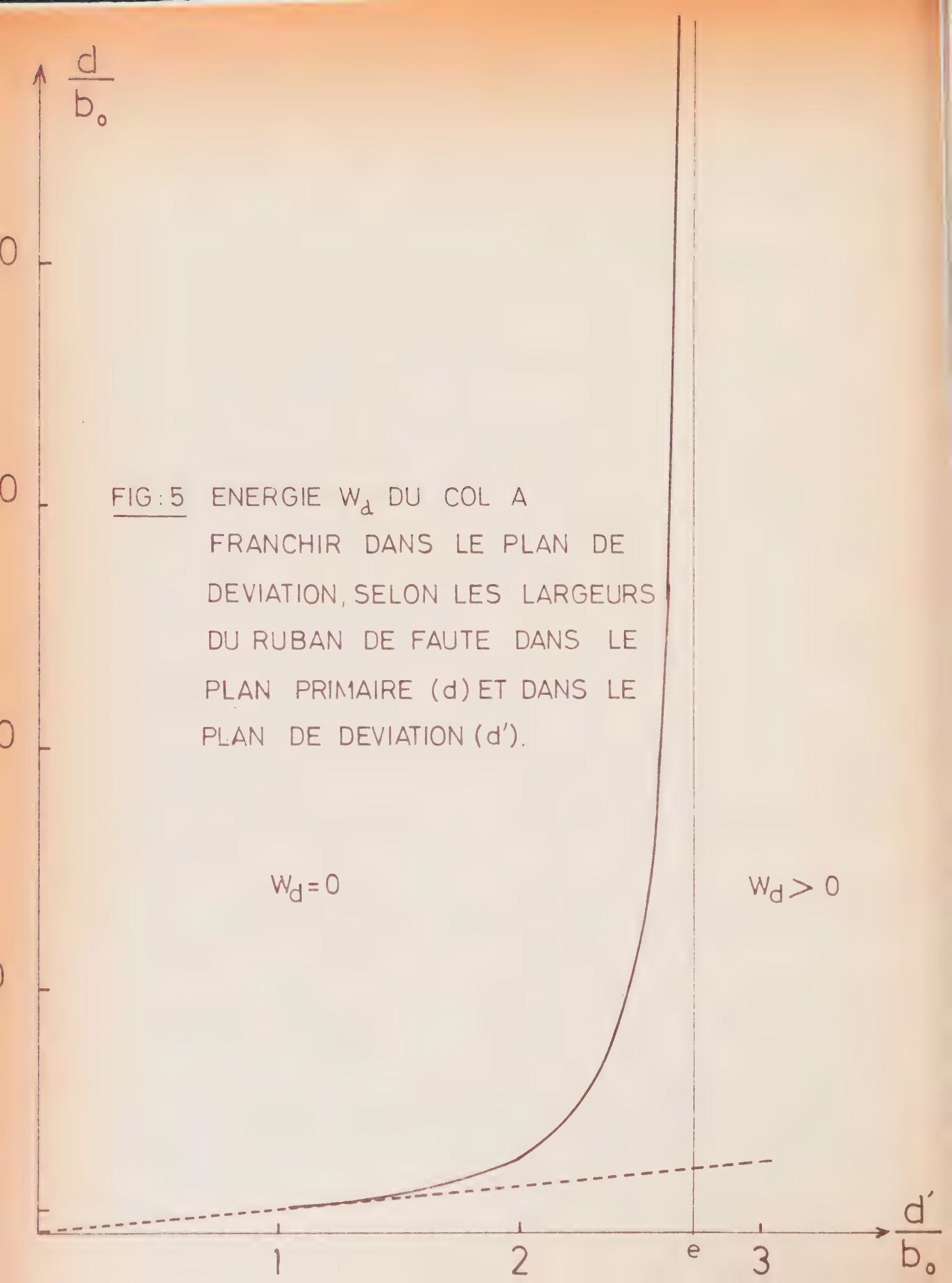
En dehors des faibles contraintes, on peut donc déduire les valeurs de l'énergie de l'équation :

$$\left. \begin{aligned} W_d &= a(\mu b^2 d / 8\pi) U(H_0, \frac{b_0}{d}) \\ \text{Log } (d/d') &= - \text{Log } H_0 + H_0 - 1 \quad , \quad a = (1.5 \text{ Log } (dL\sqrt{3}/b))^{1/2} \end{aligned} \right\} (25)$$

Rappelons que les largeurs de dissociation dans le plan de déviation d , et dans le plan primaire d' , s'expriment en fonction des contraintes selon :

$$d = \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\frac{d_0}{\sigma_s b}}{1 - \frac{\sigma_s b}{2\sqrt{3} f}} \quad , \quad d' = \frac{\alpha}{\gamma'} = \frac{\frac{d_0}{\sigma' b}}{1 + \frac{\sigma' b}{2\sqrt{3} f}} \quad , \quad d_0 = \frac{\mu b^2}{16\pi f}$$

L'équation (25) permet le calcul des contraintes qui annulent l'énergie W_d , et le développement de W_d à leur voisinage.



La fonction U , et avec elle l'énergie W_d s'annule lorsque dans la position critique de col, la séparation centrale des partielles $2h_0$ est égale à b_0 , largeur de la dislocation parfaite, soit pour

$$H_0 = x = b_0/d$$

L'équation (12) montre que pour une telle position, $U = L = 0$: c'est-à-dire qu'il n'y a plus de col à franchir dans le plan de déviation ; toute constriction une fois formée dans le plan primaire est immédiatement instable dans le plan de déviation, où la dislocation se développe sans difficultés. La contrainte σ_0 qui suffit à réaliser cette condition s'obtient en remplaçant H_0 par x dans (25), soit :

$$\text{Log } \frac{b_0}{d'} - \frac{b_0^2}{d^2} + 1 = 0 \quad (26)$$

Pour préciser la valeur de cette contrainte, des hypothèses supplémentaires doivent être faites, permettant d'évaluer les composantes σ' et σ_s . Mais, en dehors de toute hypothèse, on doit remarquer que W_d s'annule toujours avant qu'il y ait recombinaison dans le plan primaire. En effet, selon (26), $0 < \text{Log } d'/b_0 < 1$, donc $d' > b_0$. Ceci est illustré fig. 5, qui indique pour une largeur d du ruban de faute donnée dans le plan de déviation, la largeur minimum d' dans le plan primaire en dessous de laquelle il n'y a plus de col à franchir dans le plan de déviation ($W_d = 0$).

Le développement de W_d au voisinage d'une telle contrainte σ_0 s'obtient à partir de celui de U au voisinage de $H_0 = x$. Ce dernier est donné par l'équ. (15.c). Finalement le problème revient à connaître comment H_0 est lié aux contraintes. Pour ceci, il suffit de développer au premier ordre d'une part $s(\sigma) = d/d'$ donné par l'équ. (22.a) au voisinage de σ_0 , et d'autre part $s(H_0)$ - équ. (25) - au voisinage de $H_0 = x(\sigma_0)$. On obtient ainsi à l'aide des équ. (22) pour l'énergie, et (15.c) pour $U(H_0)$:

$$W_d = \frac{\mu b^2 b_0}{30} \frac{1}{1 - x(\sigma_0)} \frac{d}{d\sigma} \left[- \text{Log } \frac{d'}{b_0} - \frac{b_0^2}{d^2} \right]_{\sigma=\sigma_0} (\sigma_0 - \sigma)^{3/2} \quad (27)$$

où $x(\sigma_o)$ est la valeur de b_o/d pour la valeur de la contrainte σ_o donnée par (26). L'équation (27), comme (26) est évidemment indépendante de toute hypothèse particulière faite pour évaluer les composantes σ' et σ_s .

C.3. - Energie de déviation - Faible contrainte.

De façon générale l'énergie de la déviation s'obtient en ajoutant les deux termes calculés en C.1 et C.2 :

$$W = W_p + W_d \quad (28)$$

L'énergie est calculée ici dans le cas où le rapport de la contrainte à l'énergie de faute, $\sigma b/f$, est petit par rapport à l'unité. Plus précisément, en tenant compte du rapport de largeur entre dislocation parfaite b_o , et dislocation dissociée, d_o , nous supposons qu'on peut écrire pour σ_s ou σ' :

$$\frac{\sigma b}{f} \ll \left(1 - \frac{b_o}{d_o}\right)^2 \quad (29)$$

Cette condition est satisfaite par les contraintes de fluage à l'ambiante, et pour des métaux pas trop dissociés comme la plupart des métaux purs. C'est même encore le cas lorsque le stade III apparaît, si la température est suffisamment élevée (l'ambiante pour le cuivre, cf. chapitre 3).

On fait un développement de l'énergie au premier ordre en $\sigma_s b/f$ ou $\sigma' b/f$. Celui de W_d a été obtenu au § C.2.2., équ. (24). Celui de W_p s'obtient en développant d' dans l'équation (20.a). D'où finalement :

$$W = A \frac{\mu b^2}{4\pi} d_o \left[\left(1 - \frac{b_o}{d_o}\right)^2 - k' \frac{\sigma' b}{f} - k_s \frac{\sigma_s b}{f} \right] \quad (30)$$

$$k' = 0.8 + 0.15 \left(1 - \left(\frac{b_o}{d_o}\right)^2\right)$$

$$k_s = 0.8 - 0.15 \left(1 - \left(\frac{b_o}{d_o}\right)^2\right)$$

avec $A \approx 0.92 \left(\text{Log}(2\sqrt{3} d_0/b) \right)^{1/2} \approx 0.60$

A contrainte nulle, l'énergie de déviation est celle des deux constrictions nécessaires, $W = A(\mu b^2/4\pi) (d_0 - b_0)^2/d_0$. A la limite $d_0 \gg b_0$ on retrouve l'expression donnée par de nombreux auteurs⁽²¹⁾ :

$$W = (\mu b^2 d_0/15) (\text{Log}(2\sqrt{3} d_0/b))^{1/2}.$$

C.4. - Un exemple numérique de courbes énergie-contrainte.

Pour illustrer la théorie précédente dans le cas où les contraintes sont quelconques, nous avons représenté les courbes $W(\sigma)$ obtenues en choisissant une hypothèse particulière, permettant le calcul des composantes σ' , et σ_s des contraintes. Le choix d'une hypothèse différente donnerait évidemment des courbes quantitativement différentes.

Nous avons supposé que σ' et σ_s sont dues uniquement à la contrainte extérieure appliquée : celle-ci est produite par une traction dans la direction qui a le facteur de Schmidt maximum, égal à 0.5. Enfin, la compression du ruban de faute dans le plan primaire, σ' , est égalée à la force totale subie par l'une des partielles. Dans ces conditions (voir Chap. 3) on a :

$$s = \frac{d}{d'} = \frac{1 + 0.5 \sigma b/f}{1 - 0.1 \sigma b/f}$$

σ étant la contrainte réduite maximum, dans le plan primaire.

Le calcul est fait en négligeant la contrainte σ_t , donc à partir des équations (20.a) et (22.b). L'énergie de déviation et la longueur critique sont ainsi données par :

$$W = W_p + W_d = \frac{\mu b^2 d_0}{8\pi} u \quad ; \quad \ell = b_0 L^* (1.5 \text{ Log}(\sqrt{3} L^*))^{1/2}$$

avec :

$$u = (1.5 \text{ Log}(2d'\sqrt{3}/b))^{1/2} \cdot \frac{d'}{d_0} \cdot \int_{b_0/d'}^1 dt (-\text{Log } t + t - 1)^{1/2} \\ + (1.5 \text{ Log}(\sqrt{3} L^*))^{1/2} \cdot \frac{d}{d_0} \cdot \int_{x/H_0}^1 \left[-\text{Log } t + H_0(t - 1) \right]^{1/2} dt$$

$$L^* = \frac{dL}{b_0} = \frac{1}{x} \int_{x/H_0}^1 (-\text{Log } t + H_0(t - 1))^{-1/2} dt$$

Les fonctions u et L^* ont été calculées à l'aide d'un ordinateur UNIVAC 1108 en fonction de σ pour différentes largeurs de dissociation d_o/b_o . Le calcul consiste à partir d'une valeur choisie du paramètre H_o et à en déduire, d'une part la contrainte σ correspondante (en résolvant l'équation de col (22.b) par itération), d'autre part les valeurs des fonctions u et L^* .

La figure 6 représente les valeurs de u en fonction des contraintes, avec les notations :

$$\xi = \frac{\sigma b_o}{\mu b} \quad , \quad \lambda = \frac{\mu b^2}{16\pi f b_o} = \frac{d_o}{b_o} \quad , \quad W = \frac{\mu b^2 d_o}{8\pi} u \quad (31)$$

où b_o est, comme toujours, la largeur de la parfaite. On a tracé les courbes $u(\xi)$ pour quelques valeurs de λ .

La figure 7 représente les valeurs de ℓ/d_o en fonction des contraintes ξ , pour différentes valeurs de d_o/b_o ; ℓ est la longueur critique de nucléation. On remarque que, mis à part les très faibles dissociations ($\lambda \leq 2$), les courbes ℓ/d_o dépendent peu de la dissociation d_o . Ainsi la longueur ℓ est de l'ordre de une à deux largeurs de dissociation d_o , pour des contraintes σ de l'ordre de $10^{-3}\mu$. Ces propriétés se retrouveraient sur les courbes obtenues à partir d'hypothèses de calcul différentes pour les composantes σ' et σ_s .

CHAPITRE 3 - APPLICATIONS

Ce chapitre applique les résultats obtenus au chapitre précédent, et tente de les confronter à l'expérience. Mais il faut souligner la difficulté d'une telle confrontation. Jusqu'à présent les vérifications expérimentales possibles sont assez indirectes. Il est mal aisé d'isoler expérimentalement le glissement dévié, et de le mesurer dans des conditions d'écrouissage, donc de densité de dislocations, comparables. Deux phénomènes liés aux déviations sont étudiés : le fluage et l'apparition du troisième stade de déformation.

On précise en premier les hypothèses faites sur les conditions dans lesquelles les déviations se produisent en grand nombre, sous l'action des seules contraintes appliquées. Ces hypothèses permettent d'exprimer l'énergie de déviation en fonction de la cission réduite maximum sur le plan de glissement primaire, ce qui conduit à étudier l'influence de l'orientation de l'axe des contraintes (§ 3.2). L'application au fluage est rapidement faite, au § 3.3, car le rôle des déviations n'a pas encore été clairement séparé expérimentalement du rôle de la montée par diffusion atomique. On discute plus longuement l'apparition du stade III de déformation au § 3.4, en comparant nos prévisions théoriques aux nombreuses mesures publiées dans le cas du cuivre.

3.1. - Hypothèses sur les conditions de formation des déviations.

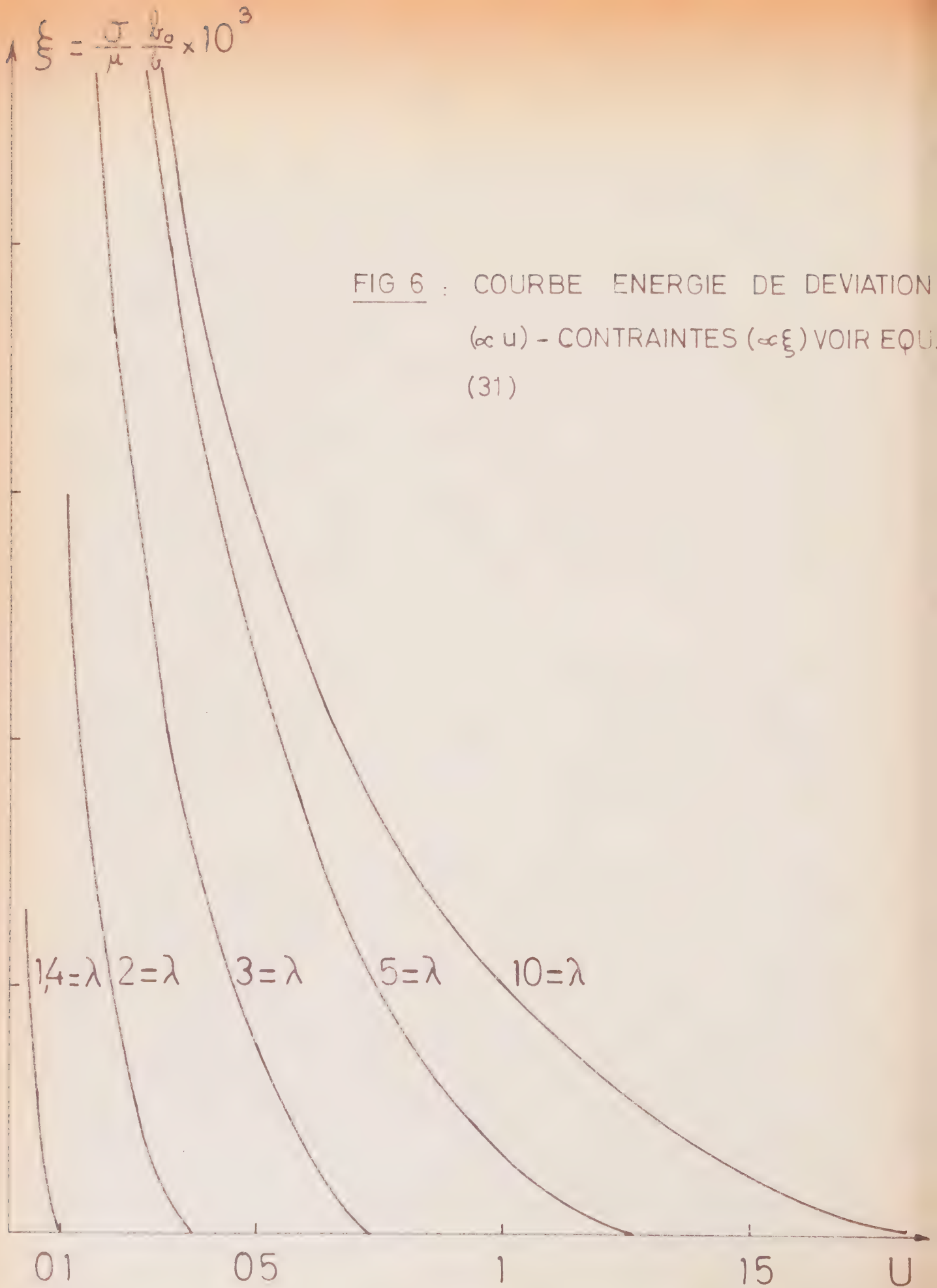
- 1 - Tout d'abord nous supposons ici que les déviations apparaissent sous l'action des seules contraintes appliquées, sans faire intervenir un éventuel facteur de concentration de contraintes lié, par exemple, à un empilement de dislocations. La contrainte ainsi calculée pour que les déviations apparaissent est donc une limite supérieure de la contrainte mesurée expérimentalement.

- 2 - En second lieu on suppose que les déviations se produisent en un endroit quelconque de la dislocation vis. L'énergie d'activation nécessaire est donc la somme des énergies de pincement dans le plan primaire et dans le plan de déviation, $W_p + W_d$, calculée au chapitre précédent.

Là aussi il peut exister certains endroits plus favorables - quoique plus rares - où les déviations germent à partir de constrictionnements laissés sur les vis après traversée de la forêt ; l'énergie de déviation se réduirait dans ce cas à l'énergie de pincement dans le plan de déviation, W_d . C'est le cas par exemple, d'une germination à partir des jonctions attractives, comme Washburn l'a récemment suggéré⁽¹⁵⁾. Cette situation réclamerait une analyse plus particulière que celle faite ici, pour tenir compte notamment des effets d'énergie de ligne, sans doute très favorables dans ce processus. Un mécanisme de ce genre pourrait intervenir en particulier à basse température, où l'énergie thermique est faible. Par contre il ne semble pas qu'un simple cran puisse jouer le rôle de ce germe, et éviter l'énergie de pincement dans le plan initial, contrairement à ce qui a été antérieurement suggéré par Stroh⁽¹⁴⁾, Hirsch⁽²²⁾, et l'auteur^(13.b). En effet il est probable, selon une remarque due à Friedel⁽²¹⁾, qu'il n'y a pas de constriction sur la dislocation au voisinage d'un cran, et qu'elle y garde une largeur presque normale.

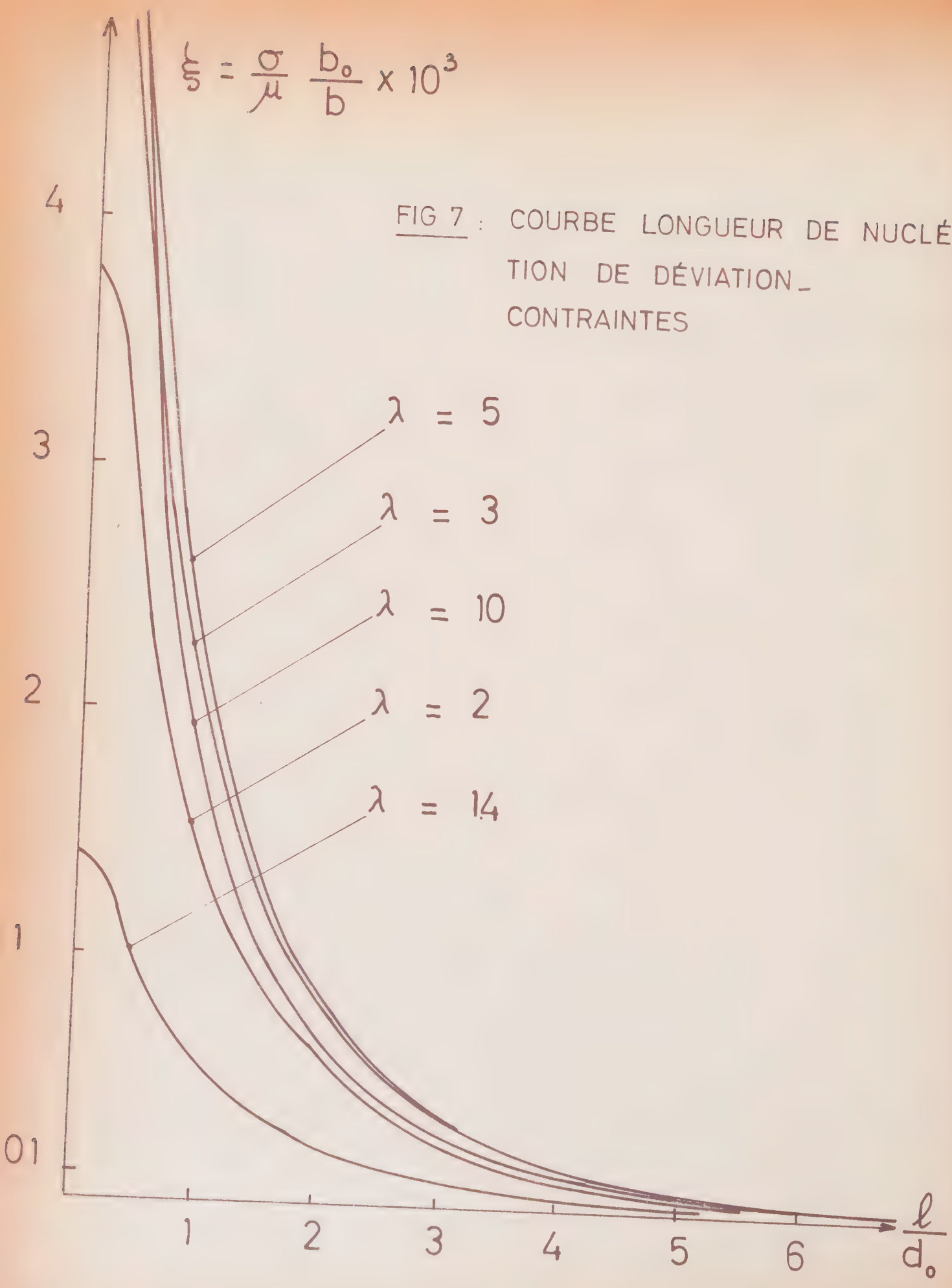
- 3 - Enfin, il est nécessaire de faire une hypothèse sur les forces qui compriment le ruban de faute dans le plan primaire. A priori, l'hypothèse la plus simple est de prendre la composante perpendiculaire à b des contraintes appliquées ; celle-ci agit sur chaque partielle en sens inverse, puisqu'elle est seulement active sur leur caractère coin opposé. C'est cette hypothèse de travail que nous adoptons ici.

Mais, comme ci-dessus, il n'est pas évident que les déviations ne se produisent pas plutôt en des endroits où la compression du ruban est plus grande, comme c'est le cas devant un obstacle. Dans ce cas on peut, par exemple, prendre pour force de compression du ruban la force totale qui s'exerce sur l'une des partielles, supposant l'autre arrêtée sur une certaine longueur critique. Il est important de noter que cette longueur critique est au plus de l'ordre de la largeur de dissociation du ruban, comme le montre la fig. 7 calculée dans cette dernière hypothèse au § C.4. Dans les métaux purs, en général assez peu dissociés, il s'agit d'une compression sur une faible longueur, disons cinq à dix b au plus. A cette échelle les empilements par exemple, qui arrêtent les lignes de glissement à la fin du stade II, ne sont en général pas relaxés et peuvent être actifs. Cette évaluation de la compression du ruban peut donc être considérée comme raisonnable, et servir d'hypothèse de rechange à l'hypothèse de travail précédente



$$\xi = \frac{\sigma}{\mu} \frac{b_0}{b} \times 10^3$$

FIG 7 : COURBE LONGUEUR DE NUCLÉATION DE DÉVIATION - CONTRAINTES



(voir § 3.2 et 3.4).

Ce qui précède montre bien combien d'hypothèses détaillées doivent être faites pour appliquer les résultats obtenus au Chapitre 2, établis de façon beaucoup plus générale. Ces diverses hypothèses ne peuvent être précisées et départagées que par une confrontation répétée avec l'expérience et, sous cet angle, le problème du glissement dévié reste encore une question ouverte, au moins pour une bonne part, comme le montre ce qui va suivre.

3.2. - Effet de l'orientation de l'axe des contraintes.

Nous calculons d'abord l'énergie de déviation en fonction de σ , puis nous discutons l'influence de l'orientation, et nous comparons enfin avec les quelques mesures connues sur la dépendance avec l'orientation de la contrainte d'apparition du stade III. Bien que l'apparition de ce stade soit étudiée plutôt au § 3.4, il nous a semblé préférable d'aborder cette comparaison expérimentale tout de suite après l'étude théorique de l'influence de l'orientation.

3.2.1. - Expression de l'énergie de déviation en fonction de la cisssion réduite maximum appliquée.

L'énergie de déviation dépend des composantes des contraintes σ_s , composante qui élargit le ruban de faute dans le plan de déviation, et σ' , composante qui comprime le ruban dans le plan initial.

Nous explicitons d'abord ces composantes σ_s et σ' par rapport à la cisssion réduite maximum σ .

L'angle λ est l'angle de l'axe de traction avec la direction de glissement, χ celui de l'axe de traction avec le plan de glissement, enfin ω désigne l'angle orienté de la direction de glissement à la projection normale n de l'axe de traction O sur le plan de glissement (fig. 7.a) (pour $\lambda = \chi$, $\omega = 0$). On obtient ainsi :

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \sin \chi \cos \lambda \quad , \quad \sigma_0 \text{ traction appliquée sur l'axe de l'échantillon} \\ \sigma_s &= \alpha_s \sigma \quad , \quad \alpha_s = (2\sqrt{2}(\cos^2 \lambda - \cos 2\chi)/9 \sin \chi \cos \lambda) - 7 \operatorname{tg} \omega/9 \\ \sigma' &= \alpha' \sigma \quad , \quad \alpha' = 7 \operatorname{tg} \omega \end{aligned} \right\} (32)$$

Dans cette équation, σ_s est la composante des contraintes perpendiculaire à $\vec{b}$ dans le plan de déviation. Elle est comptée positivement lorsqu'elle élargit le ruban de faute, pour une contrainte σ_0 positive (traction).

σ' est comptée positivement lorsqu'elle tend au contraire à comprimer le ruban de faute dans le plan initial. Pour l'évaluer on a pris (hypothèse 3) simplement la projection perpendiculaire à $\vec{b}$ de la contrainte appliquée dans le plan de glissement primaire.

Du fait de la rotation de réseau au cours de la déformation, α dépend de celle-ci. En affectant de l'indice, zéro les quantités α , λ , χ , ω qui se rapportent à l'orientation initiale de l'échantillon, et en supposant un glissement simple on obtient (13.a) pour une déformation ϵ :

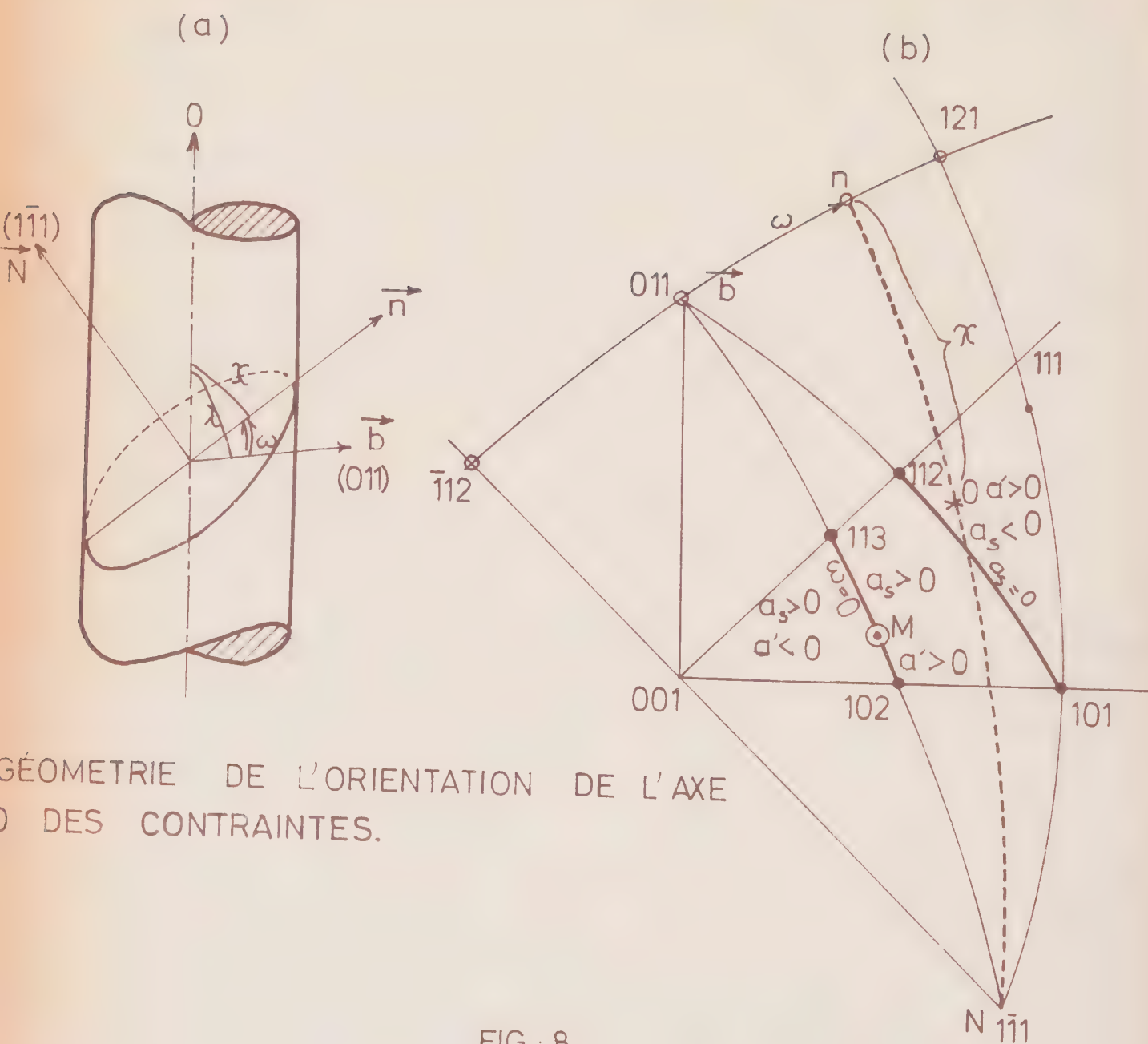
$$\alpha_s = \frac{\alpha_{s0}}{1 + \frac{\epsilon \sin \chi_0}{\cos \lambda_0}} \quad \alpha' = \frac{\alpha'_{s0}}{1 + \frac{\epsilon \sin \chi_0}{\cos \lambda_0}}$$

Les équations (32) permettent d'exprimer, enfin, l'énergie de déviation en fonction de la cission réduite maximum σ . En général l'énergie est donnée par l'équation (22) essentiellement comme fonction décroissante du paramètre s :

$$\left. \begin{aligned} s &= \frac{d}{d'} = \frac{1 + a'(\sigma b/f)}{1 - a_s(\sigma b/f)} \quad , \quad \text{avec :} \\ a' &= \frac{\alpha'}{2\sqrt{3}} = \frac{\text{tg } \omega}{2\sqrt{3}} \\ a_s &= \frac{\alpha_s}{2\sqrt{3}} = -\frac{7}{18\sqrt{3}} \text{tg } \omega + \frac{\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \frac{\cos^2 \lambda - \cos 2\chi}{\sin \chi \cos \lambda} \end{aligned} \right\} (33.a)$$

Dans le cas de faibles contraintes, $\sigma b/f \ll 1$, les équations (30) donnent l'énergie W comme fonction linéaire des contraintes ; dans les notations de (30) :

$$W = A \frac{ub^2}{4\pi} d_0 \left(\left(1 - \frac{b_0}{d_0}\right)^2 - \alpha (\sigma b/f) \right) \quad (34)$$



avec : $\alpha = \alpha' k' + \alpha_s k_s$

3.2.2. - Influence de l'orientation.

Nous étudions ici à partir des équations précédentes le caractère favorable aux déviations des diverses orientations possibles dans le triangle unitaire stéréographique 001 - 101 - 111 (fig. 7.b). Le système primaire de glissement est $[(1\bar{1}1), <011>]$, le plan de déviation étant $(11\bar{1})$. Ce caractère peut être représenté par la valeur de la contrainte $\sigma = \tau_{III}$, nécessaire à l'apparition du stade III de déformation dans des conditions données de température et de vitesse de déformation. Les variations de τ_{III} calculées dans le triangle stéréographique sont complémentaires des variations des coefficients α' , α_s , ou α introduits pour exprimer les contraintes : à des valeurs élevées de ces coefficients correspondent des valeurs faibles de τ_{III} et vice versa. Les variations de α' , α_s ou α sont étudiées ci-dessous en fonction des angles χ et ω .

La figure 7.b représente l'axe O d'un échantillon correspondant à une valeur donnée de χ et de ω . L'angle ω varie dans le triangle de $+30^\circ$ (111) à -30° (001). Pour un angle ω donné, la valeur minimum de χ est obtenue sur 001 - 111, et la valeur maximum, sur 001 - 101. Le minimum de χ est ainsi obtenu pour (111), $\chi \approx 19^\circ 5'$, et le maximum pour 101, $\chi \approx 54^\circ 8'$.

Les coefficients α' et α_s sont donnés équ. (33). Seul α_s dépend de χ , et on montre facilement que α_s est une fonction croissante de χ pour un ω donné. Ainsi pour une valeur donnée de ω , α_s sera maximum, et on s'attend à ce que les déviations soient les plus faciles, pour une orientation appartenant à l'axe 001 - 101.

La variation en ω est plus complexe : α_s est décroissant tandis que α' croît, lorsque ω croît. Il est plus simple alors de distinguer trois régions dans le triangle stéréographique.

- 1 - région centrale : 113 - 112 - 101 - 102.

Ici les déviations devraient être les plus faciles. En effet dans cette région, α' et α_s sont tous deux positifs : la traction appliquée élargit le ruban de faute dans le plan de déviation, en même temps qu'elle le comprime dans le plan

primaire. La limite 113 - 102 représente le plan $(21\bar{1})$ pour lequel $\lambda = \chi$, c'est-à-dire $\omega = a' = 0$. La limite 112 - 101 représente le plan de déviation lui-même, $11\bar{1}$, et par conséquent a_s y est nul.

- 2 - triangle 112 - 111 - 101

Dans cette région les déviations devraient être nettement plus difficiles. En effet si a' est positif (compression du ruban dans le plan primaire) par contre a_s devient de plus en plus négatif, et avec lui, le ruban est de plus en plus comprimé dans le plan de déviation, à mesure qu'on se rapproche de $[11\bar{1}]$. Pour $[11\bar{1}]$, $s = 1$, et $d = d'$: le ruban a même largeur dans les deux plans ; il n'y a plus de stabilisation de la boucle dans le plan de déviation autre que celle qui est due au déplacement d'ensemble de la boucle déviée dans ce plan qui a été négligée au Chapitre 2, et qui est du second ordre en $(\sigma b/f)$. Dans ce cas la longueur d'activation ℓ est maximum et correspond à $L = L_0 = 4.7$ ($\ell \approx 10 d$) ; et l'énergie, $W \approx 2W_p$, dépend principalement des contraintes par l'intermédiaire de $d = d'$, cf. équ. (20.2).

- 3 - triangle 001 - 113 - 102.

Ici aussi les déviations devraient être plus difficiles, pour les raisons symétriques des précédentes : c'est a_s qui est favorable (positif, élargissement du ruban dans le plan de déviation) et a' qui ne l'est pas : $a' < 0$, ruban élargi dans le plan primaire. Le même phénomène a lieu pour $[001]$, qui avait lieu ci-dessus pour $[11\bar{1}]$, $s = 1$ et $d = d'$, avec des énergies de déviation et des contraintes τ_{III} qui devraient être égales.

Ainsi, l'hypothèse faite sur la compression σ' du ruban dans le plan primaire (hypothèse 3) conduit comme il fallait s'y attendre à une variation importante de τ_{III} avec l'orientation. Il faut signaler aussi une variation au moins aussi importante de la longueur critique, c'est-à-dire du volume d'activation. Ce dernier n'a jamais été étudié et de telles mesures d'orientation mériteraient d'être faites.

Dans le cas où la force de compression serait due à la force totale exercée sur l'une des partielles, le coefficient a' précédent devrait être remplacé par a'_t :

$$a'_t = a' + 0.5 = \frac{\text{tg } \omega}{2\sqrt{3}} + 0.5 \quad (33.b)$$

et α' , par $\alpha'_t = 2\sqrt{3} a'_t$. Le terme constant 0.5 écrante alors pratiquement la variation précédente de a' , et on obtiendrait une variation de τ_{III} avec l'orientation déjà moins importante, mais qualitativement analogue. Si enfin les déviations dépendaient pour une bonne part des contraintes internes, au lieu des contraintes appliquées, on obtiendrait alors une variation très faible de τ_{III} avec l'orientation. Ceci montre que les mesures de τ_{III} en fonction de l'orientation (et aussi du volume d'activation) sont fondamentales dans l'étude du glissement dévié.

Quoi qu'il en soit, nous obtenons ici des déviations plus faciles au centre du triangle, d'autant plus qu'on se rapproche de l'axe 001 - 101, et de la direction [101] de cet axe (voir tableau II, les valeurs de a' et a_g). Au contraire les orientations voisines de [111] ou [001] sont nettement défavorables aux déviations.

Ces conclusions sont valables bien sûr pour des contraintes exprimées en cisssion réduite maximum comme c'est en général le cas. Si on rapporte les mesures à la traction appliquée σ_0 , il faut ajouter la variation du facteur de Schmidt $\sin \chi \cos \lambda$. Cette dernière va essentiellement dans le même sens et accentue sur σ_0 les écarts décrits ci-dessus pour σ .

3.2.3. - Comparaison expérimentale.

Peu de mesures ont été effectuées. Les mesures faites sont celles de la contrainte réduite τ_{III} où le stade III de déformation apparaît, à la température ambiante. Jaoul, Bricot et Lacombe⁽²³⁾ ont publié des mesures faites dans l'aluminium. Jaoul⁽²⁵⁾ a déduit des courbes de traction mesurées par Diehl⁽²⁴⁾ dans le cuivre, les mesures analogues de τ_{III} pour ce métal. Mais ces mesures semblent peu précises pour les valeurs de τ_{III} ⁽²⁶⁾, car Diehl lui-même ne les a pas indiquées dans sa publication (réf. (24)).

Dans le cas de l'aluminium τ_{III} est de l'ordre de 250 gm/mm^2 dans la région centrale du triangle, atteint 440 gm/mm^2 près de [111], et environ

Tableau 2

	001	113	112	111	101	102	001	M
x	35°3	31°5	28°	19°5	54°8	50°8	35°3	45°
ω	- 30°	0	11°2	30°	30°	0	- 30°	0
a'	$-\frac{1}{6}$	0	0,057	$+\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	0	$-\frac{1}{6}$	0
a _s	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{18}$	0	$-\frac{1}{6}$	0	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{6}$	0,09
α'	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	0,198	$+\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0
α _s	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{3\sqrt{3}}$	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$\frac{2}{3\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0,18√3

300 $\mu\text{m}/\text{mm}^2$ près de $[001]$. On note une mesure de 240 $\mu\text{m}/\text{mm}^2$ près de $[101]$. Ceci correspond qualitativement à nos prévisions (τ_{III} maximum en $[111]$ et $[001]$; minimum en $[101]$).

Dans le cas du cuivre, τ_{III} présente également les mêmes valeurs élevées au voisinage de $[111]$ et $[001]$, et plus faibles au centre du triangle ; mais l'amplitude des variations semble supérieure à celles de l'aluminium.

Au moins qualitativement, nos prévisions semblent vérifiées. Quantitativement, toutefois, on prévoit, soit une amplitude de variation trop forte (3 ou 400 %) lorsqu'on suppose une nucléation "homogène" des déviations (hyp. 3, équ.(33.a)) , soit une amplitude un peu trop faible (50 %) lorsqu'on suppose une nucléation hétérogène (équ.(33.b)) dans des conditions favorables de compression du ruban dans le plan primaire. Néanmoins plus de données expérimentales seraient indispensables pour une comparaison plus sérieuse et plus constructive.

3.3. - Application au fluage.

Nous nous limitons ici à quelques remarques. Une énergie d'activation telle que (34), linéaire en contraintes, devrait s'appliquer au cas du fluage de haute température où les contraintes sont faibles. On sait que le rôle des déviations a souvent été suggéré, indépendamment des processus de diffusion qui devraient se produire à température plus élevée (voir par exemple Dorn⁽²⁷⁾, ou Friedel⁽²⁸⁾). Dans cette hypothèse on s'attendrait à une énergie d'activation fortement dépendante de l'énergie de faute.

Ainsi dans l'aluminium l'équ.(30) donne une énergie de déviation de l'ordre de 0.11 eV pour une largeur de dissociation $d_0 \approx 2b$ et une largeur de parfaite $b_0 \approx b$. Dans le cas du cuivre, la même équation donne une énergie de 1.3 eV pour $d_0 \approx 5b$ et $b_0 \approx b$.

L'énergie obtenue pour l'aluminium semble un peu faible. Mais il faut remarquer que pour de telles dissociations faibles, le paramètre b_0 influe évidemment beaucoup sur l'énergie. Ainsi avec $b_0 \approx b/2$, ce qui n'est pas déraisonnable pour des vis, on obtient $W \approx 0.25$ eV. Cette valeur est sans doute plus

proche de la réalité. En effet l'énergie de cran (une constriction) devrait être un peu supérieure à la moitié de celle d'une déviation (deux constriction). Cette estimation, qui suppose la dislocation pincée au voisinage du cran, n'est valable que pour une dissociation faible, comme c'est le cas ici (pour $d \gg b_0$ la dislocation est probablement peu pincée au voisinage du cran⁽²¹⁾, et l'énergie de cran est très inférieure). Or la mesure de l'énergie de cran de l'aluminium, déduite du durcissement thermique dû à la forêt de dislocation, donne environ 0.18 eV ⁽³⁶⁾, en accord avec l'énergie W obtenue.

Quoi qu'il en soit, l'énergie d'activation mesurée dans ce domaine de température (en dessous de celui de la diffusion), quand elle peut être isolée, semble peu dépendre de l'énergie de faute : 1.2 eV pour Al ⁽²⁷⁾, aussi pour Cu ⁽²⁹⁾, 1.9 eV dans les alliages nickel-cobalt⁽³⁰⁾, quelle que soit la teneur en cobalt. Il n'y a donc pas actuellement d'évidences expérimentales isolant la prédominance des déviations dans de telles expériences.

3.4. - Application à l'apparition du stade III.

Nous appliquons ici nos résultats au calcul des contraintes au début du stade III de déformation, lorsqu'on peut supposer que les déviations constituent le mode prédominant de déformation. Nous montrons d'abord comment nous calculons la contrainte réduite $\sigma = \tau_{\text{III}}$ où ce stade apparaît, puis nous comparons aux diverses mesures de cette contrainte faites dans le cas du cuivre ; enfin nous discutons les résultats obtenus ici par rapport à ceux du modèle de Schoeck-Seeger-Wolf.

3.4.1. - Calcul de la contrainte τ_{III} .

La contrainte $\sigma = \tau_{\text{III}}$ s'obtient en écrivant que la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ est proportionnelle à la vitesse à laquelle les déviations se produisent par activation thermique :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp - \frac{W(\tau_{\text{III}})}{kT}$$

d'où en inversant :

$$W(\tau_{III}) = k T \text{Log} (\epsilon_0^{\circ} / \epsilon) \quad (35)$$

ϵ_0° est un facteur de fréquence, en général mal connu. Mais il n'intervient que par son logarithme, et seul son ordre de grandeur est nécessaire. ϵ_0° est lié aux paramètres habituels :

$$\epsilon_0^{\circ} = \left(\frac{\nu b}{\lambda_c} \right) N \rho A b$$

où ν est une fréquence atomique, λ_c la longueur critique de nucléation, N le nombre de sites de nucléation par unité de longueur le long des lignes de dislocation, ρ la densité de dislocation, et enfin A , l'aire balayée par la dislocation une fois déviée,

En s'attachant seulement à l'ordre de grandeur, il est raisonnable de prendre pour λ_c la largeur de dissociation du métal, $d_0 = \mu b^2 / 16 \pi f$. Avec $\nu \approx 10^{13} \text{s}^{-1}$ et $b \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{cm}$, on a :

$$\text{Log} \epsilon_0^{\circ} \approx 9.5 + \text{Log} \left(\frac{10^3 f}{\mu b} \right) + \text{Log}(N \rho A) \quad (36.a)$$

$\text{Log}(10^3 f / \mu b)$ est de l'ordre de l'unité pour des métaux purs pas trop dissociés, comme le cuivre. Par contre le dernier terme $\text{Log}(N \rho A)$ est plus difficile à évaluer. Si le glissement après déviation a lieu d'un arbre à l'autre $\rho A \approx 1$. S'il a lieu à travers toute une cellule de la structure cellulaire caractéristique du stade III, c'est-à-dire sur une distance de l'ordre du micron, $\rho A \approx 10^2$ pour une densité $\rho \approx 10^{10} \text{cm/cm}^3$. Enfin pour une nucléation homogène, en un point quelconque de l'unité de ligne vis, N devrait être une fraction de λ_c^{-1} , $N \approx \alpha \lambda_c^{-1}$ avec $\alpha \leq 1$. Portant ces estimations dans (36.a), on obtient :

$$25 \leq \text{Log} \epsilon_0^{\circ} \leq 30 \quad , \quad (\text{nucl. homogène}) \quad (36.b)$$

Pour une nucléation hétérogène, au contraire, la densité de germes favorables est évidemment plus faible. La densité de constriction préexistantes sur les dislocations vis (jonctions attractives), ou la densité d'obstacles, devraient être une fraction du nombre d'arbres rencontrés par l'unité de longueur de dislocation, soit $N \approx \alpha \rho^{1/2}$, avec encore $\alpha \leq 1$. Avec $\rho \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, on obtient ici :

$$20 \lesssim \text{Log } \dot{\epsilon}_0 \lesssim 25, \quad (\text{nucl. hétérogène}) \quad (36.c)$$

L'exploitation de l'équation (35) varie selon qu'on se trouve à faible ou forte contrainte.

A faible contrainte, W est donnée par l'expression asymptotique (34). On en déduit la relation linéaire :

$$\frac{\alpha \tau_{III}}{\mu} \approx K \left(\frac{T}{300} \right) \text{Log } \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + \left(1 - \frac{b_0}{d_0} \right)^2 \frac{f}{\mu b} \quad (37)$$

$$K = \frac{3.16}{A} \left(\frac{f}{\mu b} \right)^2, \quad A \approx 0.92 \left(\text{Log} \left(\frac{b}{15f} \right) \right)^{1/2} - 0.60, \quad d_0 \approx \frac{\mu b^2}{16\pi f}$$

Dans cette équation α est le facteur qui dépend de l'orientation de l'échantillon, étudié au § 3.2.1,

$$\alpha = \alpha_s \left[0.8 - 0.15 \left(1 - \frac{b_0}{d_0} \right)^2 \right] + \alpha' \left[0.8 + 0.15 \left(1 - \left(\frac{b_0}{d_0} \right)^2 \right) \right]$$

Ces relations sont applicables au cas du cuivre à température ambiante, ou plus élevée. Comme on va voir, $f \approx \mu b/300$, et à l'ambiante $\tau_{III} \approx 6.10^{-4} \mu$; on a donc $\tau_{III} b/f \approx 0.2 < 1$.

A contrainte plus élevée, pour le cuivre à température inférieure à l'ambiante, de telles expressions asymptotiques doivent être remplacées par l'expression correcte $W(\sigma)$ calculée numériquement comme au chapitre précédent,

s C.4. $W(\sigma)$ est alors donnée par :

$$W(\sigma) = \frac{\mu b^2 b_o}{8\pi} u(\xi) , \quad \xi = \frac{\sigma b_o}{\mu b} \quad (38.a)$$

$u(\xi)$ étant une fonction analogue à celles de la fig. 6, pour une largeur de dissociation du métal, $\lambda = d_o/b_o$. Compte tenu de (35), les valeurs de u sont proportionnelles à la température ; on peut écrire :

$$u = \frac{b}{b_o} \left(\frac{1}{8} \text{Log} \frac{\epsilon_o}{\epsilon} \right) \frac{T}{300} \quad (38.b)$$

Les courbes $u(\xi)$ sont donc directement utilisables comme courbes $\tau_{III}(T)$ si on connaît seulement le facteur $\text{Log}(\epsilon_o/\epsilon)$.

Nous terminons ce paragraphe en indiquant comment on peut exploiter les mesures classiques de $\tau_{III}(T)$ ou $\tau_{III}(\epsilon)$, à l'aide des équations précédentes (37) et (38).

1) - A température suffisamment élevée (l'ambiante pour le cuivre) τ_{III} doit varier linéairement avec $\text{Log} \epsilon$. La pente $p = \partial \tau_{III} / \partial (\text{Log} \epsilon)$ de cette droite donne K , équ. (37), donc l'énergie de faute f qui lui est directement liée.

2) - Le niveau des contraintes extrapolé jusqu'à $T = 0^\circ \text{K}$ sur la droite $\tau_{III}(T)$ prévue par l'équ. (37), donne en principe à nouveau f . Toutefois la mesure est bien moins sûre que la précédente. En effet, ci-dessus f est proportionnel à la mesure de $\sqrt{p}$. L'erreur faite en utilisant (37), soit un développement de l'énergie à $\sigma = 0$ (une énergie $W(\sigma)$ qui s'écarte assez vite de sa tangente à $\sigma = 0$, voir fig. 6), est beaucoup moins grande sur $\sqrt{p}$ que sur l'ordonnée à l'origine d'une droite $\tau_{III}(T)$ qui n'est déterminée qu'à haute température.

3) - Le facteur de fréquence ϵ_o peut être déterminé en comparant les pentes en température, $p' = -(\partial \tau_{III} / \partial T)_\epsilon$ et en ϵ , $p = (\partial \tau_{III} / \partial \text{Log} \epsilon)_T$, prises dans le même domaine de contrainte. Cela suit immédiatement de l'équation (35) :

$$\left(\frac{dW}{d\tau_{III}}\right)\left(\frac{\partial \tau_{III}}{\partial T}\right)_{\epsilon} = k \operatorname{Log} \frac{\dot{\epsilon}_0}{\epsilon} \quad ; \quad \frac{dW}{d\tau_{III}} \left(\frac{\partial \tau_{III}}{\partial \operatorname{Log} \epsilon}\right)_T = -k T$$

d'où, les pentes p (de $\tau_{III}(\epsilon)_T$) et p' (de $\tau_{III}(T)_\epsilon$) prises pour une même valeur de la contrainte, sont liées par :

$$\frac{p'}{p} = \frac{\operatorname{Log} \dot{\epsilon}_0 / \epsilon}{T} \quad (39)$$

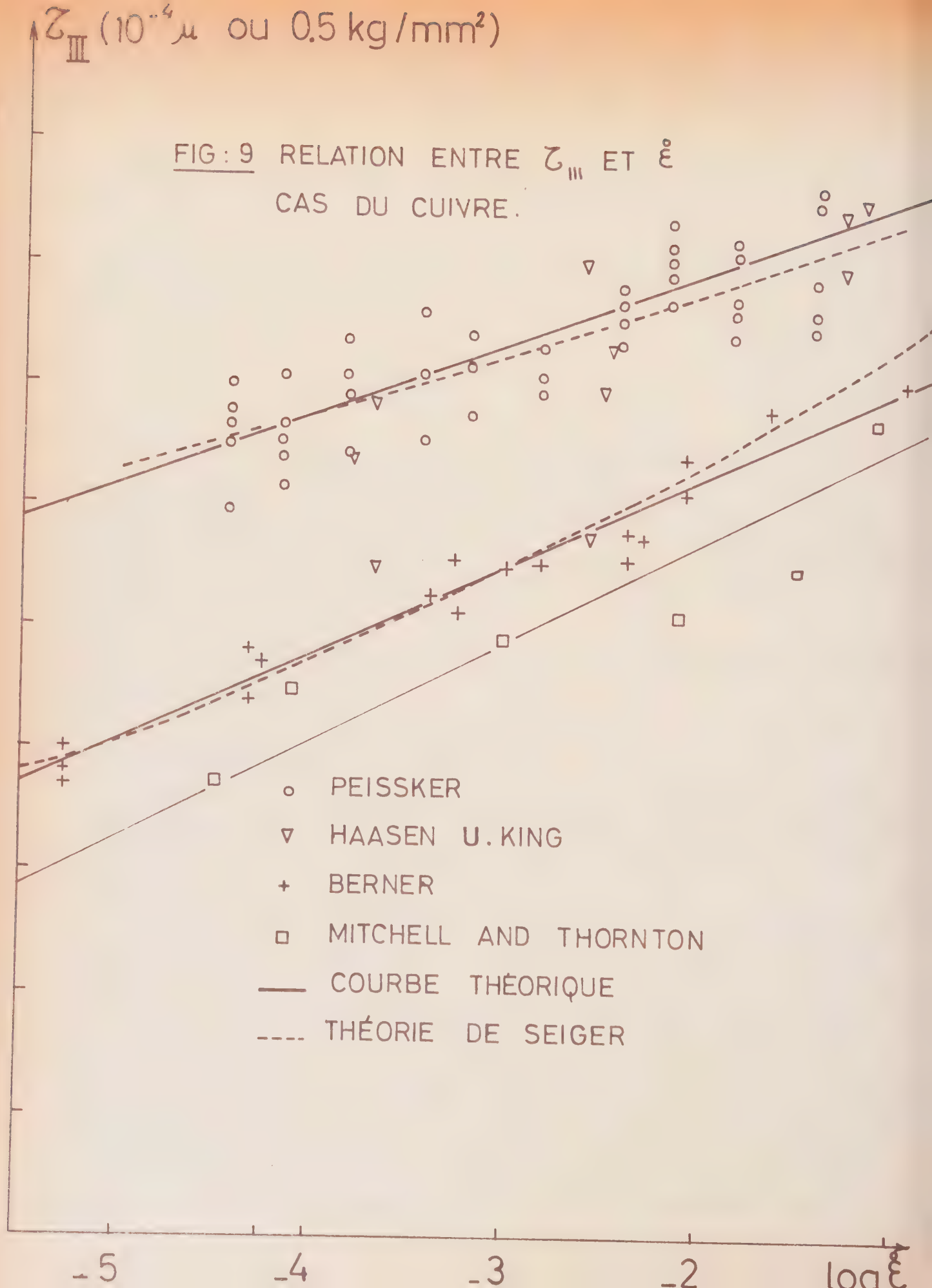
4) - Le facteur $\operatorname{Log} \dot{\epsilon}_0 / \epsilon$ étant ainsi déterminé expérimentalement, on peut essayer de représenter les points expérimentaux $\tau_{III}(T)$ dans tout le domaine de température exploré, au moyen de l'une des courbes calculées $u(\xi)$, grâce à l'équ.(38). La courbe choisie donne une nouvelle évaluation de l'énergie de faute, puisqu'elle correspond à une largeur de dissociation définie $\lambda = d_0/b_0 \approx \mu b/(16\pi f)$.

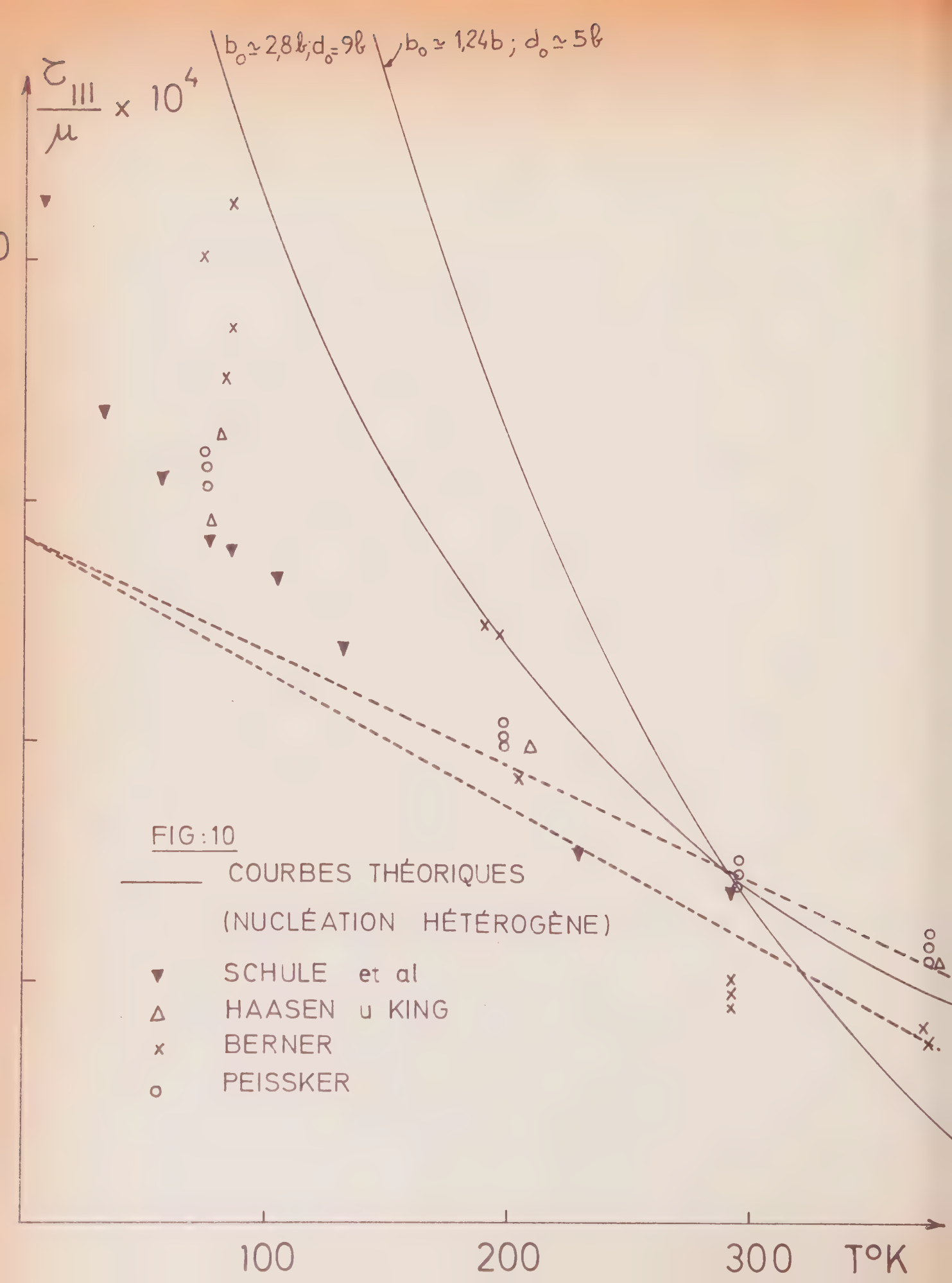
Le paragraphe qui suit est un exemple de cette méthode d'exploitation, appliquée au cas du cuivre.

3.4.2. - Comparaison expérimentale.

La figure 9 représente les mesures de τ_{III} en fonction de la vitesse de déformation ; elles ont été effectuées à l'ambiante, sur des monocristaux de cuivre pur d'orientations voisines par différents auteurs. La figure 10 représente les mêmes mesures, mais en fonction de la température.

Pour le calcul des facteurs d'orientation réels nous avons choisi une déformation moyenne, d'après les courbes de traction $\sigma - \epsilon$ publiées. Dans les mesures de Peissker⁽¹⁰⁾ ($\lambda_0 = 49^\circ$, $\chi_0 = 46^\circ$, $\epsilon_{III} \approx 0.35$) l'axe de traction est pratiquement dans le plan de déviation ; les contraintes appliquées sont donc nulles dans ce plan, et les facteurs d'orientation des contraintes sont $a' = 0.073$ dans le plan primaire (pour une nucléation homogène des déviations, voir équ.(33)) et $a_s \approx 0$ dans le plan de déviation. Dans le cas des mesures de Berner⁽⁹⁾ l'axe de traction donne au contraire une composante des contraintes perpendiculaires à $\vec{b}$, nulle dans le plan primaire ($\sigma' = 0$; $\lambda_0 = \chi_0 = 48^\circ 5'$, $\epsilon_{III} = 0.22$), avec des facteurs $a_s = 0.084$ et $a' = 0$. Du point de vue de





l'orientation des contraintes appliquées, ces deux cas sont à peu près aussi favorables l'un que l'autre aux déviations (ils se situent chacun à l'une ou l'autre des frontières (113-102) ou (112-101) de la région centrale du triangle stéréographique discutée § 3.2.2., voir fig. 8). De fait, les valeurs de τ_{III} mesurées sont relativement proches.

Nous avons d'abord essayé d'interpréter les mesures à partir d'une nucléation homogène des déviations, chacune pouvant avoir lieu en un endroit quelconque d'une dislocation vis, la compression σ' du ruban de faute sur le plan primaire étant due simplement à la composante des contraintes perpendiculaire à $\vec{b}$.

La loi asymptotique (37) peut s'employer, comme nous avons vu, pour des contraintes τ_{III} égales ou inférieures à $10^{-3}\mu$ ($\tau_{III}b/f < 0.3$), disons ici, pour les mesures faites à l'ambiante ou au dessus ; c'est donc le cas fig. 9 et fig. 10, pour les points de haute température.

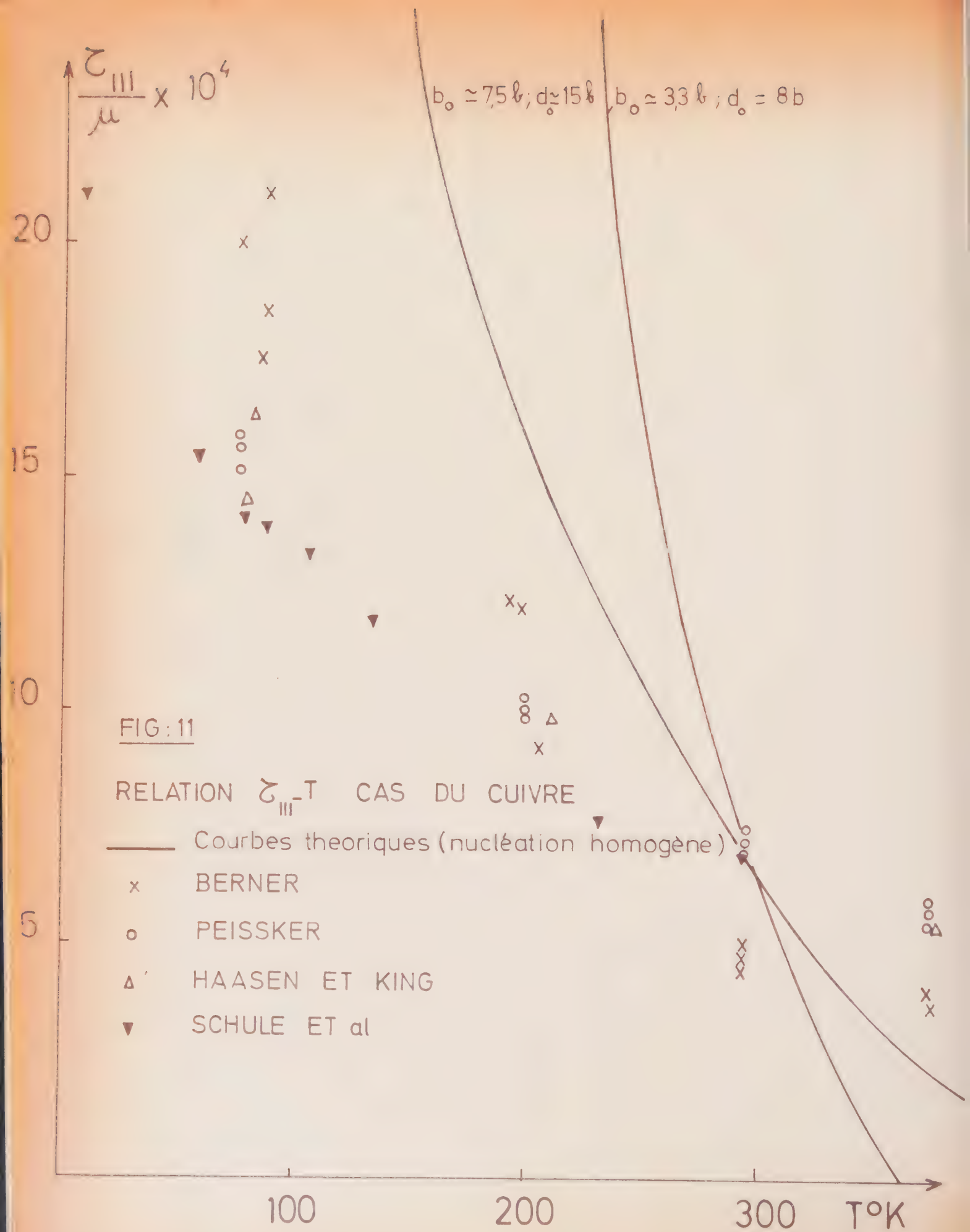
La fig. 9 montre que les expériences citées vérifient raisonnablement, en effet, une relation linéaire entre τ_{III} et $\text{Log } \epsilon$, avec une pente p comparable (voir tableau III). Dans le cas d'une nucléation homogène, les pentes mesurées fig. 9 correspondent, selon (37) à une énergie de faute qui paraît assez faible, $f \approx 20 \text{ ergs/cm}^2$ (d_o , largeur de dissociation, $\approx 12.5 b$). Mais d'autres difficultés apparaissent avec les mesures de $\tau_{III}(T)$. Les deux points à 295° K et 375° K , fig. 10, tombent sur une droite dont l'ordonnée à l'origine S_o , commune aux deux expériences citées, représente selon (37) :

$$S_o = \left(1 - \frac{b_o}{d_o}\right)^2 \frac{f}{\mu b}$$

Pour la valeur S_o mesurée (tableau III) et l'estimation précédente de f , il faudrait prendre $d_o \approx 1.8 b_o$, soit $b_o \approx 7 b$! En outre le rapport des pentes (p'/p), des droites trouvées fig. 9 et fig. 10 donne selon (39) la valeur du facteur de fréquence $\text{Log } \epsilon_o$. Les valeurs ainsi obtenues, proches de 20, semblent mieux s'accorder avec une nucléation non homogène (cf. équ.(36)), et paraissent un peu faibles pour une nucléation homogène.

Tableau 3

Résultats expérimentaux								Développement à faible contrainte (nucléation hétérogène)				Calcul Numérique	
α_s	α'	$10^3 \dot{\epsilon}$	$10^5 p$	$10^3 S_o$	$10^6 p'$	$\log \dot{\epsilon}_o$		α	$\mu b/f$ (f)	$\frac{d_o}{b}$	b_o/b	$\frac{d_o}{b}$	$\frac{b_o}{b}$
0	0.25	1	2.5	1.4	2.4	22		1.88	265 (47)	5.3	0.84	5	1.24
	0.29	0	3.1	1.4	2.8	19		1.41	274 (46)	5.5	1.2		
Peissker													
Bernér													



Enfin on peut voir fig. 11 que les courbes exactes $\tau_{III}(T)$ calculées numériquement dans le cas d'une nucléation homogène sont assez différentes des courbes mesurées. Ces courbes sont obtenues pour l'orientation de Peissker, avec un facteur $\text{Log } \epsilon_0 \approx 28$ correspondant à ce cas (équ.(36.b)), et sont choisies pour représenter le point mesuré à l'ambiante.

Nous pouvons donc conclure que la nucléation des déviations n'est sans doute pas homogène, mais se produit au contraire en des endroits favorisés, le long des dislocations vis. Cette conclusion n'était pas évidente a priori, et mérite d'être soulignée.

A titre indicatif, nous avons essayé alors d'interpréter les mesures à partir d'une nucléation hétérogène des déviations, supposant qu'elles se produisent aux endroits du ruban vis où ce dernier se trouve comprimé dans le plan primaire, devant un obstacle par exemple. Et nous avons pris pour force de compression du ruban, la force totale qui s'exerce sur l'une des partielles, supposant l'autre arrêtée. Dans ce cas $\sigma' = \alpha'_t \sigma$ où $\alpha'_t = \sqrt{3} + \alpha'$ (voir équ. (33.b)).

On arrive ainsi à interpréter beaucoup mieux les mesures. Les pentes mesurées fig. 9 conduisent à des énergies de faute comparables, et sans doute plus raisonnables, $f \approx 45$ ou 50 ergs/cm^2 (cf. tableau III). La mesure de S_0 est cohérente avec une telle valeur de f , si on prend $b_0 \approx b$. Enfin le facteur de fréquence mesuré par le rapport p'/p des pentes des lois linéaires asymptotiques $\tau_{III}(T)$ ou $\tau_{III}(\text{Log } \epsilon)$ est du bon ordre de grandeur, (équ. 36.c), suggérant ainsi une densité de sites de nucléation $N \approx 10^4/\text{cm}$ de l'ordre de $0.1 \ell_F$, où ℓ_F est la taille du réseau de dislocations. On a également tracé, fig. 10, les courbes numériques $\tau_{III}(T)$ correspondant à la nucléation hétérogène, avec $\text{Log } \epsilon_0 \approx 20$, et pour l'orientation de Peissker. Ici encore les courbes sont choisies pour représenter le point mesuré à l'ambiante. On peut constater que le modèle calcule des contraintes τ_{III} trop élevées à basse température, et qu'il faudrait une largeur de parfaite $b_0 \approx 3b$ et une largeur de dissociation $d_0 \approx 9b$ ($f \approx 28 \text{ ergs/cm}^2$) pour représenter un peu mieux les mesures.

En résumé, nous pouvons conclure :

- 1) La nucléation des déviations n'est pas homogène, au début du stade III de déformation. Elle se produit en des endroits favorisés le long des dislocations vis, dont la densité est de l'ordre d'une fraction de λ_F^{-1} , où $\lambda_F^{-2} = \rho$, densité de dislocation.

- 2) Nous supposons que :

- l'énergie de déviation est formée de la somme de l'énergie de pincement dans le plan primaire, et de l'énergie de col dans le plan de déviation,

$$W = W_d + W_p.$$

- la nucléation des déviations est non homogène, se produisant là où une des partielles étant arrêtée, l'autre est poussée contre elle par les contraintes appliquées.

Dans ce cas, les mesures de τ_{III} à haute température, ou à faible contrainte, peuvent être raisonnablement expliquées par le modèle sous sa forme asymptotique linéaire. Dans le cas du cuivre ($T \gg 250^\circ \text{ K}$), on en déduit une énergie de faute de 45 à 50 ergs/cm².

- 3) A plus basse température, ou plus forte contrainte, les contraintes prévues sont nettement trop fortes, par un facteur 1.5 à 2. Cela signifie que les contraintes appliquées n'expliquent pas à elles seules le glissement dévié. Une possibilité serait par exemple, une germination des déviations à une jonction attractive, de façon à éviter d'avoir à pincer le ruban de faute dans le plan primaire. Une autre possibilité serait une déviation facilitée par le rôle de dislocations voisines et opposées⁽³¹⁾. De toute façon, la taille critique de nucléation est faible, et de l'ordre au plus de la largeur de nucléation.

- 4) Enfin, il faut encore remarquer que la courbe $\tau_{III}(T)$ ne constitue pas une mesure très significative d'un mécanisme unique de déviation. A la température de l'azote liquide, ou en dessous, les mesures de τ_{III} correspondent à des déformations élevées de l'ordre de 100 %, très différentes de celles qui sont obtenues à l'ambiante (30 %). Le réseau de dislocation est donc très différent et de telles mesures ne sont pas très comparables.

Nous terminons ce chapitre en comparant nos résultats avec ceux qui sont obtenus par la théorie classique de Schoeck-Seeger-Wolf.

3.4.3. - Comparaison avec le modèle de Schoeck-Seeger-Wolf.

On a reporté fig. 9 les courbes tracées par Peissker et Berner à partir, d'une part des points expérimentaux, et d'autre part de la loi issue du modèle de Seeger, où $\log \tau_{III}$ est linéaire avec la température, ou avec le logarithme de la vitesse de déformation. Nous voudrions noter ici trois points, en relation avec notre interprétation des mesures :

- 1) Dans le domaine des faibles contraintes où elles s'appliquent (ou des hautes températures, $T > 250^\circ \text{ K}$) les relations linéaires avancées ici, ou les relations logarithmiques déduites du modèle de Seeger, ne sont absolument pas discernables du point de vue expérimental. Ceci est visible figure 9.
- 2) De façon plus générale, les énergies de déviation calculées à faibles contraintes dans le modèle de Seeger (par exemple voir la fig. 8 de l'article de Wolf⁽⁶⁾) sont plus élevées que les nôtres, pour une même énergie de faute ; elles devraient donc entraîner des contraintes τ_{III} supérieures. Néanmoins la concordance entre les points expérimentaux et les courbes déduites du modèle de Seeger* est assurée, à basse température par l'introduction d'empilements convenables, contenant un nombre élevé de dislocations $n = 50$ selon Peissker, et $n = 27$ selon Berner. A haute température, cette concordance est obtenue essentiellement en introduisant une énergie de faute d'empilement plus élevée. Ainsi, avec les valeurs utilisées par nous⁽³²⁾ pour le module élastique $\mu \approx 4.85 \cdot 10^{11} \text{ cgs}$ et $b = 2.56 \text{ \AA}$, soit $\mu b^3 \approx 5 \text{ eV}$ et $\mu b \approx 12.500 \text{ ergs/cm}^2$, les courbes de Peissker correspondraient à $\mu b/f \approx 180$ ($f \approx 70 \text{ ergs/cm}^2$) et celles de Berner à $\mu b/f \approx 60$ ($f \approx 200 \text{ ergs/cm}^2$).
- 3) La théorie de Schoeck-Seeger-Wolf déduit ainsi des expériences de Peissker

* Pour ne pas surcharger la figure (10) nous n'avons pas représenté les courbes déduites du modèle de Seeger. On peut voir dans l'article de Peissker⁽¹⁰⁾ que ces courbes concordent remarquablement avec les points expérimentaux représentés sur notre figure (10).

et de celles de Berner des énergies de faute très différentes, difficilement compatibles (voir discussion de Peissker⁽¹⁰⁾). Egalement, les facteurs de fréquence déduits pour la vitesse de déformation activée thermiquement sont excessivement variables selon les auteurs⁽¹⁰⁾ : pour le cuivre pur, $\log \dot{\epsilon}_0$ peut varier de 8 à 26 ; une variation analogue se rencontre avec la composition pour des alliages de cuivre⁽¹⁰⁾. De telles différences sont obscures. Bien que Berner ait étiré ses cristaux de cuivre à l'air, et Peissker sous argon, cette différence ne devrait pas être importante puisque les mesures de Peissker coïncident avec d'autres mesures faites à l'air, comme celles de Haasen et King⁽³³⁾ ou de Schüle et al⁽³⁴⁾. L'oxydation ne semble donc pas être à l'origine de telles différences^(10,11) bien que selon Haasen⁽³⁵⁾ elle puisse être influente dans le cas du cuivre. Par contre le tableau III montre que dans notre modèle, ces deux expériences, comme celle de Mitchell et al. (voir réf. 13.b), conduisent à des résultats peu différents - énergie de faute et facteur de fréquence - eu égard à la précision des mesures, levant ainsi une difficulté embarrassante.

II - DEVIATIONS DANS LA STRUCTURE CUBIQUE CENTREE.

APPLICATION A LA STRUCTURE HEXAGONALE COMPACTE

CHAPITRE 1 - CONSIDERATIONS GENERALES

La déformation plastique des métaux cubiques centrés dans son tout premier stade présente un comportement très caractéristique à basse température, et qu'on retrouve sur les échantillons les plus purs obtenus par zone fondue. La limite élastique augmente fortement quand la température diminue au dessous du cinquième environ du point de fusion, jusqu'à être multipliée par dix à l'hélium liquide. En outre elle est d'autant moins nettement définie sur les courbes de déformation que la température est plus basse ; on la mesure en général pour une déformation conventionnelle de l'ordre de 0.5 %. Enfin les premières lignes de glissement qui apparaissent indiquent des déviations fréquentes, même à basse température.

Deux types d'obstacles au glissement des dislocations ont été avancés : les impuretés, ou le réseau lui-même. Nous analysons ci-dessous les modèles qui ont été proposés pour ces deux effets, puis nous montrons comment les récentes expériences de microplasticité suggèrent une nouvelle formulation du frottement que le réseau oppose au mouvement des dislocations, par l'intermédiaire d'un mécanisme de dissociation.

1.1. - Précédents modèles.

La limite élastique des métaux cubiques centrés a été primitivement rattachée aux interactions entre impuretés et dislocations. Selon le taux d'impuretés, les dislocations peuvent interagir avec celles-ci sous forme d'atomes interstitiels⁽¹⁾ ou sous forme de fins précipités⁽²⁾ dans le cas des métaux moins purs (plusieurs centaines de p.p.m). W. Frank⁽³⁾ a récemment calculé la variation thermique de la limite élastique correspondant à ces deux

possibilités. Toutefois pour les métaux de grande pureté (quelques 10 p.p.m d'impuretés), plusieurs raisons permettent de penser que le rôle des impuretés, s'il existe toujours, n'est pas prépondérant à basse température.

D'une part la variation thermique de la limite élastique ne semble pas dépendre du degré de pureté de l'échantillon, au moins à basse température (voir Conrad⁽⁴⁾⁽⁵⁾, Guyot et Dorn⁽⁶⁾, Stein⁽⁷⁾). D'autre part, si les impuretés sont réparties au hasard, en solution solide dans la matrice, le durcissement observé semble trop important pour être expliqué par la concentration très faible d'impuretés présentes (il faudrait au moins 100 p.p.m., d'après les équations de Frank, pour expliquer le durcissement observé dans le fer), comme de nombreux auteurs l'ont remarqué⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾. Si par contre, les impuretés sont réparties de préférence sur les dislocations, alors la limite élastique et la cission d'écoulement plastique (flow-stress) du métal doivent avoir des énergies d'activation différentes. Conrad et Schoeck⁽⁶⁰⁾ ont vérifié que ces deux contraintes présentent au contraire la même énergie d'activation, montrant ainsi une origine commune.

On est conduit à admettre que la déformation plastique dans son tout premier stade, est due au moins pour une bonne part à un frottement de réseau, intrinsèque à la matrice.

Un tel frottement a été le plus souvent décrit en termes de forces de Peierls-Nabarro, surtout par Conrad⁽⁴⁾; Dorn et Rajnak⁽¹¹⁾, Guyot et Dorn⁽⁶⁾ ont développé plus récemment ce modèle.

Celui-ci est fondé sur le fait que l'énergie d'une dislocation parallèle à une rangée atomique dense varie périodiquement avec sa position dans le cristal, avec la période du réseau. Cet effet est dû à la modification périodique que subit la configuration des atomes dans la région de mauvais cristal, lorsque la ligne de dislocation passe d'une rangée dense à une autre. Mais le détail de cette configuration n'est pas connu, et aucune analyse théorique de la structure atomique du "cœur" de la dislocation n'a été faite de façon suffisamment réaliste dans le réseau cubique centré⁽¹²⁾. Ce modèle a été souvent invoqué pour rendre compte de variations semblables de la limite élastique en fonction de la température, dans des solides ioniques, covalents, ou métalliques⁽⁶⁾. Il est douteux toutefois qu'il se produise de façon analogue

dans des solides de structure électronique aussi différente. Il est possible par exemple que l'effet soit suffisamment important dans les cristaux covalents⁽¹³⁾ où des liaisons atomiques sont rompues au cours du glissement de la dislocation ; dans les métaux par contre, l'absence de liaisons dirigées devrait correspondre en principe à un effet plus faible, et sans doute à des équations différentes.

Le modèle de Dorn et Rajnak donne au contraire un formalisme indépendant du contenu physique du frottement opposé par le réseau. Ce dernier est décrit de façon phénoménologique par la donnée a priori d'une fonction périodique $E(x)$, supposée représenter l'énergie de la dislocation en fonction de sa position x , par exemple une sinusoïde plus ou moins déformée⁽⁶⁾. Sur la base d'un mécanisme de double décrochement, le modèle en déduit la fonction $f(x)$ qui donne la variation thermique de la limite élastique en coordonnées réduites, $\sigma/\sigma_c = f(T/T_c)$ où σ_c est la limite élastique à 0° K, et T_c la température pour laquelle $\sigma = 0$. Les constantes σ_c et T_c sont deux paramètres choisis de façon à représenter les résultats expérimentaux, dont le modèle dérive une valeur de la tension de ligne intervenant dans les décrochements, et une valeur de la densité de dislocation. L'application aux métaux cubiques centrés fait apparaître en général^(6,14) un désaccord systématique aux températures les plus élevées, une tension de ligne un peu trop élevée (plusieurs μb^2 pour un décrochement de 30 b de long sur un b de large), et une densité de dislocation assez forte.

Ce qui paraît être plus important, le modèle précédent n'explique pas un certain nombre d'observations expérimentales caractéristiques, la présence de déviations nombreuses qui rendent sinueuses les premières lignes de glissement vis qui apparaissent⁽¹⁵⁾, l'observation au microscope électronique de dislocations parallèles à la seule rangée dense $[111]$, c'est-à-dire de longues dislocations vis, et enfin la microplasticité observée en dessous de la limite élastique usuelle, dans de nombreux métaux cubiques centrés. Ces dernières observations récentes valent d'être analysées un peu en détail, car elles suggèrent le modèle de frottement de réseau que nous proposons.

1.2. - Microdéformation.

Brown et al^(16,17) a étudié le comportement plastique de monocristaux de fer α pour une déformation comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} (domaine dit de

de microdéformation), donc avant d'atteindre la limite élastique conventionnelle σ_M ($\epsilon \approx 5.10^{-3}$). La méthode expérimentale est une technique de cyclage en contrainte, et on observe l'hystérésis mécanique des boucles $\sigma - \epsilon$ obtenues au moyen de détecteur pouvant déceler $\epsilon \approx 10^{-6}$. Depuis les travaux de Brown, d'autres auteurs ont appliqué cette méthode à d'autres métaux (Mo⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾).

Ces observations montrent qu'il existe une limite élastique microscopique σ_E , point de départ véritable de la déformation plastique et du déplacement des dislocations, puis ultérieurement une "limite anélastique", toutes deux assez faibles et peu sensibles à la température, donc bien inférieures à la limite élastique macroscopique usuelle σ_M à basse température (fig. 1). On peut penser qu'un frottement de réseau préexistant à toute déformation, tel que les forces de Peierls-Nabarro, puisse rendre compte de la faible variation de la véritable limite élastique $\sigma_E(T)$ avec la température⁽¹⁷⁾. Mais au delà, entre σ_E et σ_M , les résultats de Brown⁽¹⁶⁾ semblent indiquer que le métal est le siège d'un durcissement rapide. Ce durcissement reflète un blocage progressif du réseau de dislocation, au cours de la microdéformation ; σ_M devient la contrainte de propagation d'une dislocation de ce nouveau réseau. L'allure parabolique du durcissement jusqu'à σ_M , l'activation thermique du glissement à la limite σ_M , ont amené Ekvall et Brown⁽¹⁶⁾ à penser, par analogie avec le début du stade III des métaux cubiques faces centrées, que σ_M est associé aux déviations des dislocations vis.

Cette idée a été souvent reprise, à partir d'observations directes des dislocations par microscopie électronique en transmission. Lawley et Gaigher⁽²⁰⁾ ont confirmé les résultats de Brown en déformant légèrement entre 4° K et 300° K des monocristaux de molybdène de zone fondue, et en observant ensuite l'échantillon au microscope électronique. Dès après quelques millièmes de déformation, le taux de durcissement est très élevé, et croît à mesure que la température décroît à partir de 200° K. Parallèlement, alors que les dislocations étaient initialement quelconques, beaucoup deviennent droites, allongées dans les directions vis $[111]$, après déformation à 4° K ; après déformation à 300° K, il n'y a aucun doute qu'elles sont moins droites, et plus sévèrement crantées, bien qu'encore souvent vis.

La fréquence de dislocations vis rectilignes $[111]$ après déformation

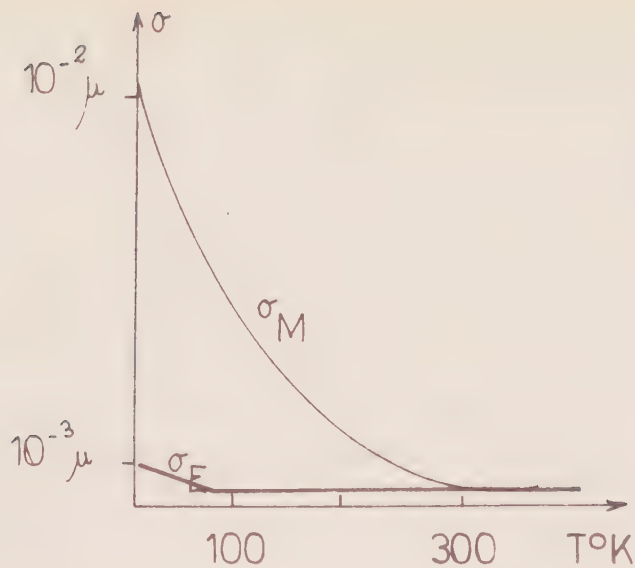


FIG 1 : (D'APRÈS KOSSOWSKY ET BROWN). LIMITE ÉLASTIQUE MACROSCOPIQUE (σ_M) ET MICROSCOPIQUE (σ_E).
[MONOCRISTAUX DE FER α ETIRES EN TRACTION]

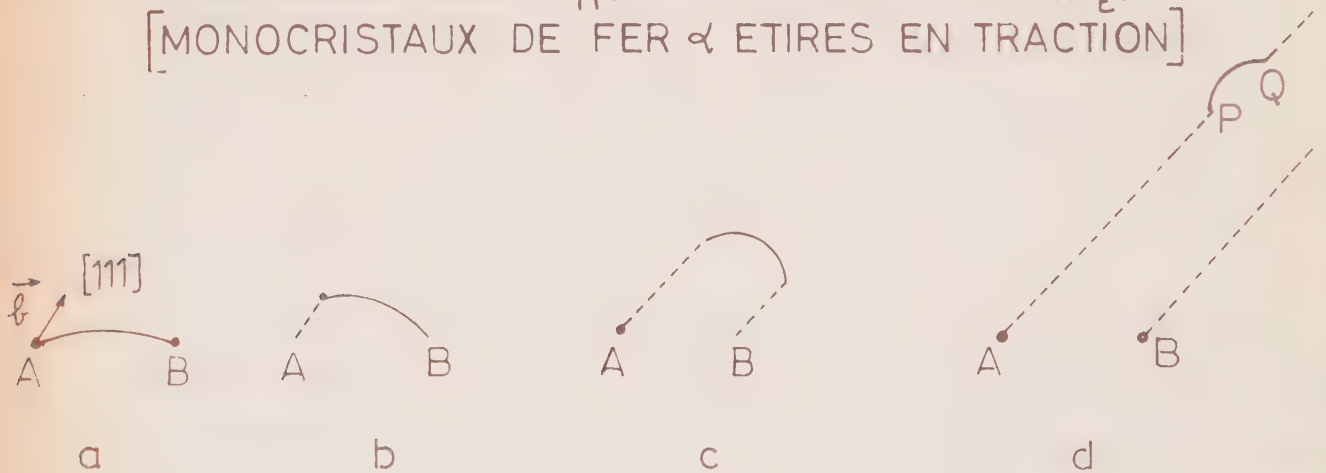


FIG 2 : DIFFÉRENTS STADES D'UN ARC DE DISLOCATION AB DE VECTEUR $\frac{1}{2} [111]$ SE DÉVELOPPANT SOUS LA CONTRAINTE σ ; (a),(b),(c) $\sigma_E < \sigma < \sigma_M$ (d) $\sigma \geq \sigma_M$
 ——— PARTIES GLISSILES
 ----- PARTIES SESSILES

à basse température a été également observée dans le fer par Keh⁽²¹⁾, et dans le fer-silicium par Low et Turkalo⁽²²⁾. Ces dislocations vis apparaissent donc être beaucoup moins mobiles que les coins. Ceci est confirmé du reste par l'observation de figures d'attaque⁽²²⁾. Or il semble que ce soit à des dislocations mobiles de moins en moins nombreuses qu'on doit un durcissement de plus en plus rapide quand la température diminue⁽²³⁾.

En résumé, ces observations montrent qu'à basse température^(17,20) :

- 1) Ce sont les segments coins des dislocations qui semblent les plus faciles à déplacer, dès que la contrainte dépasse un certain seuil σ_E assez faible, et peu sensible à la température.
- 2) Au delà de σ_E , pour des déformations inférieures ou de l'ordre du millième, les dislocations semblent se bloquer en position vis. A la limite élastique usuelle, celles-ci recouvrent leur mobilité par un mécanisme analogue aux déviations, activé thermiquement.

1.3. - Le modèle proposé.

Nous nous intéressons ici seulement à la limite macroscopique σ_M ⁽²⁶⁾. De ce qui précède, il apparaît clairement qu'une formulation quantitative de la variation thermique de σ_M doit d'abord se fonder sur un modèle du blocage des dislocations au cours de la microdéformation.

On peut expliquer le blocage observé en admettant que les dislocations une fois vis, sont stabilisées en se dissociant de façon sessile au cours du glissement (cf. Kroupa⁽⁴³⁾, Hirsch^(41,36)). Tout arc de dislocation, de vecteur de Burgers $\frac{1}{2} [111]$ prend en effet des parties vis en se courbant dans son plan de glissement (112) ou (110), lorsque la contrainte active une source de Frank et Read par exemple. Une fois vis, ces segments peuvent se dissocier dans plusieurs plans (112) ou (110) à la fois, en plusieurs parties ; l'ensemble obtenu, plus stable que la dislocation parfaite, est sessile ; il se développe le long des directions $[111]$ empêchant l'arc d'atteindre sa position instable, c'est-à-dire bloquant l'émission de la source (fig. 2 a.b.c.). Peu à peu toutes les boucles de dislocation se développent de préférence le long des directions

[111] et perdent ainsi leur mobilité. La multiplication de dislocation ne peut se produire que si ces longues vis reprennent leur mobilité à la contrainte σ_M , par un processus de déviation qui leur permet de redevenir glissile sur (112) ou (110) (fig. 2.d) ; l'activation thermique de ce phénomène rend compte de celle de la déformation. Ce type de déviation est analogue à celui qui nucléé le glissement prismatique des hexagonaux compacts⁽²⁴⁾.

La justification d'un tel modèle demande l'étude des points suivants :

1°) - Formation de dislocations sessiles au cours de la microdéformation. Ceci est l'objet du chapitre 2. Le problème est double. D'abord, un problème de stabilité : nous montrons au § 2.1 que les dislocations sessiles sont les plus stables. Ensuite, un problème de métastabilité : si la dislocation est initialement dissociée de façon glissile, elle doit pour être stabilisée en position sessile, changer auparavant de mode de dissociation, lorsqu'elle atteint une orientation vis. Si ce changement est freiné par une barrière d'énergie trop haute, l'état glissile peut subsister de façon métastable. Nous montrons toutefois au § 2.2 que la transformation glissile-sessile ne pose pas de difficultés, au moins pour les faibles dissociations qu'on attend dans les cubiques centrés. Mais le cas pourrait se produire si la largeur de dissociation glissile était supérieure à 3 ou 4 b.

2°) - Analyse des mécanismes thermiquement activés permettant le passage sessile-glissile à la limite σ_M . Ceci est l'objet du Chapitre 3. Deux mécanismes doivent être envisagés selon la valeur de σ_M , c'est-à-dire de la température.

A basse température, ou forte contrainte § 3.1., une position de col entre les états sessiles et glissiles est obtenue en recombinaison la dislocation sur une longueur critique P_1Q_1 (fig. 8) assez grande pour se développer sous l'action des contraintes appliquées σ_M , entraînant la recombinaison totale de la dislocation et son déplacement sur une certaine distance.

Duesbery et Hirsch⁽²⁵⁾ ont les premiers remarqué que ce col peut n'être pas toujours atteint. Aux faibles contraintes, ou aux températures élevées, § 3.2., l'arc critique P_1Q_1 et sa flèche sont de plus en plus grands, et pour l'atteindre l'arc recombinaison PQ doit traverser plusieurs plans atomiques premiers voisins, et parallèles aux plans de dissociation sessile (110) ou (112).

PQ peut alors se dissocier de nouveau dans un de ces plans, hors de son plan de glissement, et redevenir ainsi sessile. En fait, nous montrons que ceci se produit dès le premier plan voisin atteint. Dans ce cas la position de col précédente P_1Q_1 n'est jamais atteinte. Une position de col, d'énergie plus basse, est obtenue pour une séparation critique P_2Q_2 des crans PP' et QQ' (fig. 9). Il en résulte une limite élastique prévue, plus faible que dans le premier mécanisme, et qui s'annule plus rapidement avec la température.

La température critique de transition entre les deux types de cols, est celle qui correspond à la contrainte critique⁽²⁷⁾ :

$$\sigma_c = R/b^2$$

R désignant l'énergie de recombinaison par unité de ligne, contrainte pour laquelle la flèche de l'arc P_1Q_1 est égale à b . Nous montrons qu'à cette contrainte, un tel arc P_1Q_1 est un arc critique aussi bien pour un type de col que pour l'autre. Cette configuration commune aux deux types de col montre qu'il n'existe à la transition aucune discontinuité de contrainte, d'énergie, ou de volume d'activation.

Le chapitre 4 compare à l'expérience les limites élastiques ainsi calculées. Le paramètre essentiel dans nos calculs est évidemment l'énergie de faute d'empilement γ . On le choisit pour représenter au mieux les résultats. Deux exemples sont choisis, le tungstène et le fer α . Dans le premier la contrainte R/b^2 , pour l'énergie de faute choisie ($\gamma \approx 10^{-2}\mu b$), correspond pratiquement à un niveau de contrainte égal à la composante athermique de la limite élastique. Effectivement toute la courbe $\sigma_M(T)$ observée est convenablement expliquée avec seulement le premier mécanisme, en négligeant la redissociation ultérieure des arcs une fois libérés. Dans le deuxième exemple, R/b^2 tombe au contraire au milieu de la courbe $\sigma_M(T)$ et les deux mécanismes doivent être considérés. Effectivement, les points expérimentaux mesurés sur le fer α suivent convenablement les deux lois successives prévues. La faute d'empilement doit avoir dans ce cas une énergie de l'ordre 100 ergs/cm^2 ($\mu b/200$), correspondant à des dislocations dissociées environ deux fois plus larges que les dislocations parfaites.

Ce sont de telles largeurs de dissociation qu'on retrouve aussi pour le tungstène, et sans doute pour l'ensemble des métaux cubiques centrés des groupes V a, VI a, et VIII (fer). Il devient alors évident que les "dissociations", où les "énergies de faute d'empilement" que nous déduisons sont plutôt des paramètres de la structure du "cœur" des dislocations dans ce réseau, et ne peuvent être assimilées qu'avec beaucoup de prudence aux concepts habituels de dissociation, ou d'énergie de faute infinie. En particulier, l'approximation d'élasticité linéaire constamment utilisée dans ces calculs pour décrire les dislocations, est certainement grossière dans ce domaine de "cœur". C'est le cas notamment des limites élastiques calculées à très basse température (quelques 10° K), où l'arc critique $P_1 Q_1$ se réduit à quelques distances interatomiques et où la contribution des constriction nécessaires en P_1 et Q_1 devient prépondérante : dans ce domaine l'accord est obtenu seulement sur l'ordre de grandeur des limites mesurées. Le paramètre b_0 , introduit pour représenter la largeur de dislocation parfaite, et qu'on évalue pour améliorer l'accord aux très basses températures, n'a de même qu'une signification phénoménologique valable seulement à l'intérieur de l'approximation élastique utilisée ici. La justification de cette approximation réside, à notre avis, dans le fait que, déjà le traitement classique du frottement de Peierls Nabarro rappelé au début de cette introduction, et qui est basé sur une forme du potentiel de Peierls-Nabarro choisie a priori sans aucune référence au réseau cubique centré, permet de rendre compte de certains faits expérimentaux.

L'approximation élastique employée ici, utilisant des fautes d'empilement prévues dans un modèle de sphères dures du réseau cubique centré, et tenant compte des plans de glissement et de mâclage observés dans ce réseau, est sans doute une approximation du frottement de réseau déjà plus spécifique de la structure cristallographique, et permet effectivement d'expliquer plus simplement plus de faits expérimentaux. Ainsi nos résultats ne contredisent pas les traits essentiels des traitements antérieurs de la force de Peierls-Nabarro. Ils leur donnent au contraire un contenu physique, et les rendent moins formels. Ainsi dans le modèle de dissociation-recombinaison, lorsqu'on tient compte de la redissociation ultérieure de l'arc de dislocation, une fois libéré

après une première recombinaison, chaque fois qu'il traverse une rangée atomique $[111]$, on obtient la périodicité des positions stables de la dislocation que postule la description habituelle en force de Peierls-Nabarro. La présence d'une dissociation sessile rend seulement plus profondes et plus aiguës les "vallées" $[111]$ de Peierls. Elle entraîne aussi que les composantes actives des contraintes appliquées sont non seulement celles du plan de glissement, mais aussi celles du plan de dissociation, Vitek⁽²⁸⁾ a ainsi pu expliquer au moins qualitativement les anomalies de la dépendance de σ_M avec l'orientation, et pourquoi la loi de Schmidt n'est pas suivie dans les métaux cubiques centrés.

Mais il ne faut pas cacher qu'un traitement plus satisfaisant reste à élaborer sur le plan atomistique, pour connaître de façon plus réaliste la structure du coeur d'une dislocation vis à partir de la structure électronique de ces métaux. Nous pensons qu'il était utile toutefois de montrer auparavant par une méthode simple de calcul l'aspect dissocié fondamental de cette structure de coeur, auquel semble correspondre l'expérience, et que devra retrouver, à notre avis, un traitement plus élaboré.

Enfin, nous terminons ces considérations générales en faisant remarquer que cette analyse dépend forcément du plan de dissociation, et du plan de glissement considéré. Dans le réseau cubique centré deux plans sont envisagés, le plan le plus dense (110) et le plan de mâcle (112) . L'analyse est donc conduite au chapitre 3 de façon générale, en calculant la limite élastique, l'énergie et le volume d'activation en fonction de quelques coefficients élastiques qui sont spécifiés pour les différentes dissociations possibles dans un tableau séparé (tableau I).

En outre nous avons surtout développé ici l'application du modèle de limite élastique à la structure cubique centrée, parce qu'elle y est la plus directe, aucun autre phénomène ne venant interférer. Mais il faut souligner que tout le chapitre 3 s'applique intégralement au glissement prismatique des hexagonaux compacts, où ce type de considérations a été historiquement développé d'abord, en particulier par Friedel⁽²⁴⁾, puis par des expérimentateurs^(29,30,31,32). Le chapitre 5 expose brièvement les problèmes aussi bien théoriques qu'expérimentaux qui conditionnent cette application. Mis à part ces problèmes, particuliers à ce type d'expérience, il est clair en effet que la situation est

analogue : la dissociation des dislocations de glissement vis a lieu dans le plan de base, qui dans ces expériences est un plan où les contraintes appliquées sont nulles ; la dissociation des vis conduit donc encore ici à un "piégeage" de celles-ci hors du plan de glissement prismatique, dans un plan de contrainte nulle dont elles ne peuvent s'échapper que par les mécanismes de déviations décrits au chapitre 3. L'application à cette structure des résultats établis dans ce dernier chapitre est rendue possible par la donnée, au tableau I, des coefficients élastiques nécessaires.

CHAPITRE 2

FORMATION DE DISLOCATIONS SESSILES DANS LA STRUCTURE CUBIQUE CENTREE

Admettant une certaine dissociation des dislocations de glissement, nous étudions ici comment celle-ci conduit au cours de la microdéformation au blocage des vis.

Au premier paragraphe, nous étudions la stabilité des dissociations qui ont été proposées dans le réseau cubique centré. D'abord, nous étudions la dissociation initiale des dislocations de glissement, avant toute déformation. Ces dislocations sont alors au moins partiellement coins, et leur plan de glissement doit être le plan unique de dissociation (dissociation glissile). Puis nous étudions la dissociation sessile, en dehors du plan de glissement, possible quand ces dislocations deviennent vis, et qui est plus stable que la précédente.

Ensuite dans un second paragraphe, nous étudions comment peut se réaliser le changement de type de dissociation, de glissile devenant sessile lorsque la dislocation devient vis au cours de la microdéformation (fig. 2) ; c'est l'étude de la métastabilité de la dissociation glissile.

2.1. - Dissociations stables du réseau cubique centré.

Les dissociations que nous étudions sont fondées sur l'existence de deux types de faute d'empilement. Le premier, sur les plans les plus denses (110), a été déduit par Crussard⁽³³⁾ d'un modèle de sphères dures du réseau, bien qu'on sache que cette approximation soit mauvaise dans le cas des cubiques centrés où justement la cohésion provient d'une certaine interpénétration des sphères atomiques. Le deuxième type de faute⁽³⁹⁾, sur les plans (112) (plans de macle) est justifié par analogie avec les macles observées: c'est une lamelle maclée épaisse d'une distance inter-réticulaire. Ces types de fautes d'empilement sont donc assez formels, et demanderaient une étude électronique

plus élaborée. Mais les deux types envisagés mènent à des conclusions très semblables qui devraient se retrouver avec une description de faute un peu différente.

En outre, une faible dissociation des dislocations est suggérée par le fait que le glissement a lieu dans des plans cristallographiques d'autant mieux définis qu'on déforme à plus basse température^(34,35). Les plans de glissement observés correspondent aux plans de faute précédents (112), ou (110), mais aussi (123). Le choix de celui-ci semble dépendre de facteurs mal contrôlés, température, orientation, et peut-être vitesse de déformation^(34,35,36,37,38).

Il semble donc raisonnable de se limiter à ces deux types de faute.

2.1.1. - Géométrie de la dissociation.

A) - Pour une dislocation quelconque de vecteur $\frac{1}{2} [111]$, donc au moins partiellement coin, la dissociation a lieu dans le plan de glissement, et conduit à une configuration glissile.

Cohen et al⁽⁴⁰⁾ ont les premiers proposé la réaction de dissociation dans un plan (110) :

$$b \rightarrow b'_1 + b'_2 + b_3$$

$$b'_1 = b_3 = \frac{1}{8} [110] \quad , \quad b'_2 = \frac{1}{4} [112] \quad , \quad b = \frac{1}{2} [111]$$

La dislocation (L'_2, b'_2) est la limite commune (fig. 3.c) de deux rubans contigus de faute de même nature, décrite par Crussard⁽³³⁾, limités en outre par (L'_1, b'_1) et (L_3, b_3).

Hirsch⁽⁴¹⁾ et Sleeswyck⁽⁴²⁾ ont montré que la dissociation est aussi possible sur un plan (112) selon :

$$\frac{1}{2} [1,1,1] \rightarrow \frac{1}{6} [1,1,1] + \frac{1}{6} [1,1,1] + \frac{1}{6} [1,1,1]$$

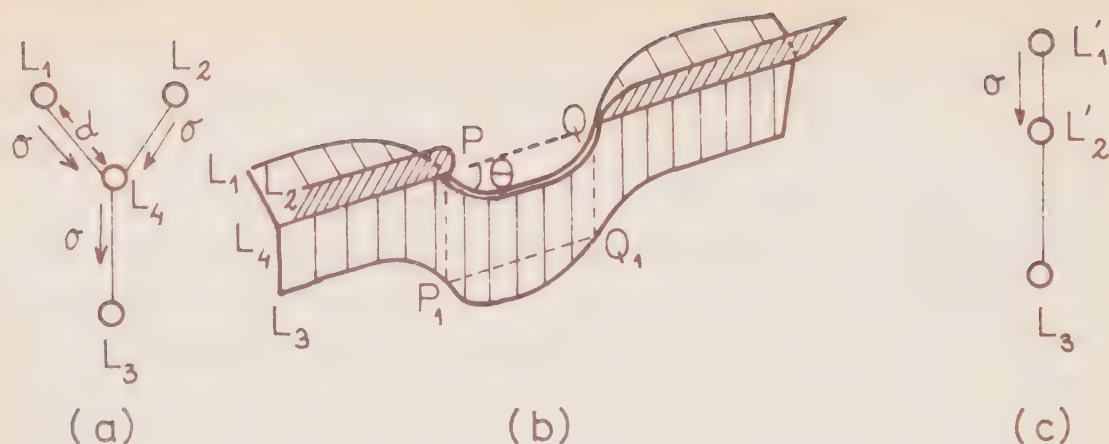


FIG. 3 : TRIPLE DISSOCIATION SUR (110)

a) SESSILE

b) SOUS CONTRAINTE

c) GLISSILE

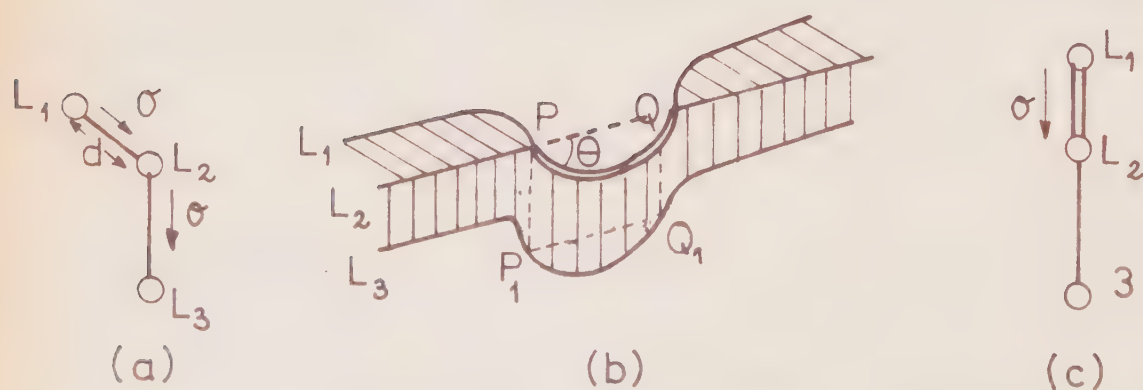


FIG 4 : TRIPLE DISSOCIATION SUR (112)

a) SESSILE , b) SOUS CONTRAINTE, c) GLISSILE.

DANS (c) LE DOUBLE TRAIT INDIQUE LA FAUTE EXTRINSÈQUE

Les trois partielles limitent ici deux rubans contigus de faute (fig. 4.c), mais de nature différente : l'une a un cisaillement de macle $\frac{1}{6} [111]$ et représente une lamelle macle d'un plan atomique ; l'autre a un cisaillement double $\frac{1}{3} [111]$ et ne correspond ni à un état stable dans un modèle de sphères dures, ni à un état macle. Au contraire, on sait que si le macle est possible dans une direction (cisaillement $\frac{1}{6} [111]$) il est impossible dans l'autre (cisaillement $\frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ou $\frac{1}{3} [111]$). On peut donc penser que l'énergie de cette dernière faute est probablement plus élevée que la première. Par analogie avec la terminologie connue dans la structure cubique à face centrée, nous nommons "intrinsèque" la faute $\frac{1}{6} [111]$, et "extrinsèque" la faute $\frac{1}{3} [111]^*$.

B) - Lorsque la dislocation est purement vis, des dissociations sur plusieurs plans de la zone $[111]$ deviennent possibles. Celles-ci sont évidemment sessiles.

Aux dissociations précédentes correspondent :

- Dissociation sur trois plans (110) (Kroupa⁽⁴³⁾)

$$b \rightarrow b_1 + b_2 + b_3 + b_4$$

$$b_1 = \frac{1}{8} [011] \quad , \quad b_2 = \frac{1}{8} [101] \quad , \quad b_3 = \frac{1}{8} [110] \quad , \quad b_4 = \frac{1}{4} [111]$$

La dislocation (L_4, b_4) raccorde les trois rubans de faute identique, limités par les autres partielles sur les trois plans (110) (fig. 3.a).

* Comme dans les c.f.c., on peut penser que si la faute $\frac{1}{3} [111]$ a une énergie trop élevée, un réarrangement atomique a lieu sur la faute, de façon à passer à une lamelle de deux plans adjacents (112) ayant chacun une faute $\frac{1}{6} [111]$. En ce cas la limite L , n'est plus une dislocation $\frac{1}{6} [111]$, mais un dipôle ($\frac{1}{3} [111]$, $\frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$) dont chaque constituant limite l'un des deux plans de la lamelle.

- Dissociation sur deux plans (112)

$$\frac{1}{2} [111] \rightarrow \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{6} [111]$$

Sleeswyck⁽⁴²⁾ a montré que l'équilibre stable de ces trois partielles sur des plans différents correspond à la fig. (4.a). Les deux fautes créées ici sont toutes les deux intrinsèques. Enfin il faut remarquer qu'ici la réaction est identique à celle du cas glissile ; il est donc possible de passer du type glissile au type sessile par simple glissement, sans recombinaison⁽⁴²⁾.

2.1.2. - Stabilité des différents types de dissociation.

L'équilibre sous contrainte nulle des dissociations sur (110) a été étudié par Kroupa et Vitek⁽⁴⁴⁾. L'équilibre sous contrainte des dissociations (110) et (112) a été étudié par l'auteur⁽²⁶⁾.

Les dissociations glissiles envisagées stabilisent la dislocation parfaite dès que l'énergie de faute est inférieure à quelques centièmes de μb . La limite dépend évidemment de la largeur de la parfaite, b_0 (largeur à partir de laquelle on estime deux partielles recombinaison). On obtient la condition :

$$(110) : \quad \gamma \lesssim 1.5 \cdot 10^{-2} \mu b (b/b_0)$$

$$(112) : \quad \gamma \lesssim 3 \cdot 10^{-2} \mu b (b/b_0)$$

(Dans ce dernier cas, on a supposé l'énergie de faute extrinsèque infinie).

Les dissociations sessiles envisagées stabilisent la parfaite dans des conditions équivalentes. Mais, ce qui est fondamental pour le modèle, elles sont plus stables que les précédentes.

En effet, pour la dissociation sur (110), le type sessile est plus stable que le type glissile pour une énergie de faute $\gamma \lesssim \mu b/100$, un seuil du même ordre que le seuil de dissociation lui-même^(26,44). Pour la dissociation sur (112), la disparition de la faute extrinsèque stabilise le mode sessile si

l'énergie de celle-ci dépasse seulement du dixième l'énergie de faute intrinsèque, ce qui devrait être usuellement le cas⁽²⁶⁾.

Ces conclusions, établies pour une contrainte nulle, c'est-à-dire dans des conditions qui se rapprochent de celles de la microdéformation, sont peu modifiées par l'existence d'une contrainte⁽²⁶⁾. Celle-ci stabilise légèrement le type glissile sur (110), tandis qu'elle stabilise le type sessile sur (112).

Remarque :

Nous n'avons pas envisagé ici de dissociations "composites", où la vis parfaite est dissociée à la fois sur un plan (110) et sur un plan (112). Les dislocations qui bordent ces fautes sont les partielles introduites ci-dessus. L'analyse qu'on peut développer sur cette base (Duesbery et Hirsch⁽²⁵⁾, Vitek⁽⁴⁵⁾) est semblable à la nôtre, et parvient aux mêmes conclusions. L'expérience ne permet pas de décider entre ces différents types de dissociation. Nous pensons que ces raffinements sont au-delà de la précision actuelle de la théorie, et c'est pourquoi nous nous tenons aux types précédents de dissociation, en soulignant que la dissociation réelle peut en différer dans les détails.

2.2. - Etude de la métastabilité des dissociations glissiles.

Comme nous avons remarqué dans l'introduction, il ne suffit pas que la dissociation sessile soit la plus stable pour que les dislocations deviennent sessiles lorsqu'elles prennent l'orientation vis. Il faut encore qu'elles puissent passer de la dissociation glissile où elles étaient à la dissociation sessile maintenant possible.

Dans tous les cas, puisque l'état sessile est le plus stable, la transformation glissile-sessile sera plus facile que l'inverse (voir fig. 5); la première peut s'effectuer dans les conditions de la microdéformation alors que la seconde, sessile-glissile, nécessite une activation thermique plus forte, et un niveau de contrainte égal à σ_M .

Nous allons voir que la transition glissile-sessile ne pose pas de

problèmes dans les cubiques centrés où la largeur de dissociation glissile est faible. Mais en principe il peut n'en être pas toujours ainsi. Nous analysons qualitativement à la fin du paragraphe, le cas de dissociations plus grandes.

Il n'y a pas de difficultés pour le changement de type de dissociation sur les plans (112). Le passage glissile-sessile peut s'effectuer par simple glissement sans recombinaison puisque la nature des partielles ne change pas. Il se réalise facilement le long d'une même boucle.

Le problème se pose par contre avec la dissociation sur (110), dont le nombre et la nature des partielles changent d'un type à l'autre (fig. 6). Le passage glissile-sessile nécessite la recombinaison temporaire des partielles et la propagation de constriction R et S. Le processus est analogue aux déviations étudiées dans la structure cubique faces centrées. On peut faire une surestimation de la barrière à franchir en calculant, à contrainte nulle, l'énergie de la barrière sous la forme :

$$W = W_g + \epsilon W_s \quad 0 \leq \epsilon \leq 1 \quad (1)$$

dans laquelle : W_g est l'énergie de deux demi-pincements bien formés, pratiqués sur la dislocation glissile entre L'_1 et L'_2 comme en R et S, fig. 6 ; W_s est l'énergie de deux demi-pincements bien formés, pratiqués sur la dislocation sessile entre L_1 , L_2 et L_4 comme en R et S fig. 6 ; Enfin ϵ est un nombre compris entre 0 et 1 selon l'énergie gagnée par la transition.

Les méthodes développées dans la première partie de ce travail permettent le calcul de ces énergies. On a vu que l'énergie de deux demi-pincements s'écrit (I, équ.(12) et (15.b))

$$(\alpha \tau)^{1/2} d \quad 2U(H_0=1) \approx \frac{(\alpha \tau)^{1/2}}{\sqrt{2}} \frac{(d - b_0)^2}{d}$$

α est un coefficient élastique qui exprime l'énergie de répulsion des partielles pincées, défini comme en I, équ. (4) ; τ est l'énergie de ligne des partielles

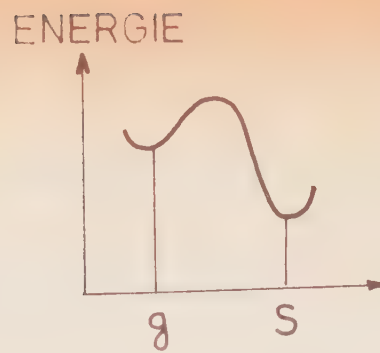


FIG 5 : LE PASSAGE $g \rightarrow S$ EST TOUJOURS PLUS FACILE QUE LE PASSAGE $S \rightarrow g$.

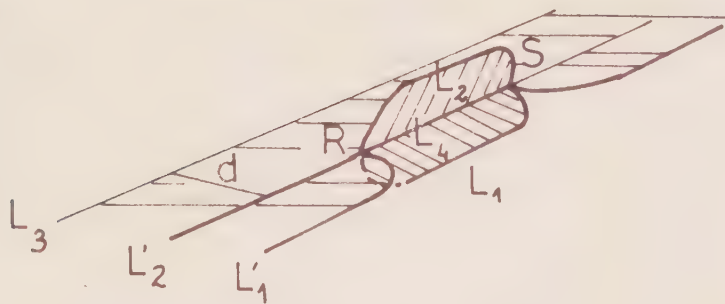


FIG 6 : TRANSITION GLISSILE SESSILE SUR UNE DISLOCATION VIS DANS UN PLAN (110). SOUS CONTRAINTE NULLE TOUTES LES PARTIELLES SONT ÉQUIDISTANTES DE d .

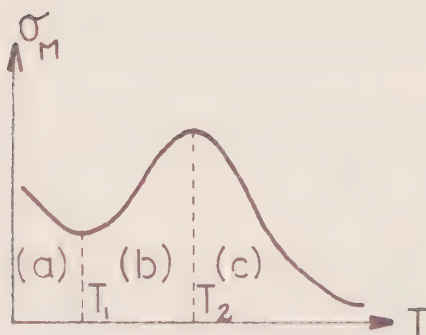


FIG 7 : ALLURE $\sigma_m(T)$ PRÉVUE DANS LE CAS DE MÉTAUX C.C SUFFISAMMENT DISSOCIÉS.
 (a) PAS DE VIS SESSILES (état glissile métastable)
 (b) ACTIVATION DE GLISSILE $\rightarrow$ SESSILE.
 (c) ACTIVATION DE SESSILE $\rightarrow$

pincées, par unité de ligne ; d est la largeur de dissociation entre les partielles pincées, à grande distance du pincement. Elle est ici pratiquement la même pour les états glissile ou sessile de la dislocation.

Cette expression doit être modifiée ici pour tenir compte de ce que le pincement n'est pas symétrique comme dans le cas de la structure cubique faces centrées. Dans le cas sessile L_4 reste forcément rectiligne (fig. 6). Dans le cas glissile, on peut supposer L'_2 , fig. 6, indéformable par rapport à L'_1 car sa tension de ligne est dix fois supérieure. Ceci conduit aux formes asymétriques de pincement représentées fig. 6, et multiplie par un facteur $\sqrt{2}$ le résultat précédent. On obtient donc* :

$$W_{g,s} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_{g,s} \frac{(d - b_o)^2}{d} \quad (2)$$

$$\beta = \alpha \left(\frac{2\tau}{\alpha} \right)^{1/2}, \quad \text{pincement asymétrique (structure c.c.)}$$

$$\beta = \alpha \left(\frac{\tau}{\alpha} \right)^{1/2}, \quad \text{pincement symétrique (structure h.c.)}$$

Pour la géométrie de la dissociation (110) on a⁽²⁶⁾ :

$$\begin{aligned} \alpha_g &\approx \mu b^2/90 & \beta_g &\approx (\mu b^2/108) (\text{Log}(d/b_i))^{1/2} \\ \alpha_s &\approx \mu b^2/34 & \beta_s &\approx 2.31 \beta_g & d &\approx \mu b^2/20\pi \gamma \end{aligned}$$

* En toute rigueur, il y a encore une autre différence avec le cas des c.f.c., c'est que le pincement a lieu en présence de la partielle L_3 (fig. 6). Mais cet effet est négligeable⁽²⁶⁾, car L_3 n'est pas déformée par le changement de mode de dissociation, et son effet sur les partielles qui se pincement est d'ajouter un champ de contraintes pratiquement uniforme dans l'étroit domaine où le pincement se produit. La présence de L_3 modifie donc seulement la largeur du pincement d qui intervient dans l'équation (2).

b étant la période du réseau et b_i le vecteur des partielles pincées.

D'où les énergies de pincement :

$$W_g \approx \frac{\mu b^2}{153} \frac{(d - b_o)^2}{d} (\text{Log}(d/b_i))^{1/2}, \quad W_s = 2.31 W_g \quad (3)$$

En prenant $b_o \approx b$, $b_i \approx 0.2 b$, et $\mu b^3 \approx 7 \text{ eV}$ (cas du fer) on a pour W_g :

d/b	1.5	2	3	4	5
$W_g \text{ (eV)}$	0.011	0.034	0.10	0.17	0.26

L'énergie de la barrière à franchir, une ou deux fois W_g selon (1), reste donc inférieure au dixième d'électron-volt pour $d < 3b$ ($\gamma > \mu b/200$). C'est une énergie de purs pincements, qui peut encore être réduite en tenant compte des contraintes appliquées. Il n'y a donc aucune difficulté pour les vis à devenir sessiles, même à basse température et dans le domaine de microdéformation si l'énergie de faute est assez forte. C'est le cas des cubiques centrés des groupes V a, VI a et VIII, où γ est sans doute supérieure à $\mu b/200$ (100 ergs/cm² pour le fer).

Mais a priori il peut ne pas en être toujours ainsi. Les métaux alcalins présentent une transformation de phase c.c $\rightarrow$ h.c à basse température, de même que certains alliages c.c⁽⁴⁶⁾ (laiton β , Mo-Re, Au-Cd), et pourraient avoir des énergies de faute plus basses. En outre le cas peut se produire aussi à propos d'un autre phénomène tout à fait similaire à la déformation des c.c, le glissement prismatique des hexagonaux compacts, discuté au chapitre 5 (voir en particulier le cas du béryllium).

Si les dislocations étaient dissociées de façon glissile avec une largeur de dissociation suffisante, supérieure disons à $3b$, il deviendrait possible que les dislocations vis glissiles subsistent à l'état métastable, à très basse température. La transition glissile $\rightarrow$ sessile n'interviendrait

qu'au dessus d'une certaine température T_1 , bloquant de plus en plus de dislocations, tandis que la transformation inverse sessile $\rightarrow$ glissile, toujours plus difficile à activer, ne rendrait leur mobilité aux dislocations précédemment gelées qu'à une température $T_2 > T_1$. On devrait observer dans ces conditions une variation thermique $\sigma_M(T)$ dont l'allure est représentée fig. 7. Ce phénomène n'a pas été observé dans la structure c.c jusqu'à présent, mais est peut-être l'origine d'un comportement analogue observé dans le cas du glissement prismatique du béryllium⁽³¹⁾.

CHAPITRE 3

ACTIVATION DES DEVIATIONS

Nous étudions ici la deuxième partie du modèle, comment les vis, devenues sessiles au cours de la microdéformation, redeviennent mobiles à la limite élastique σ_M .

Pour redevenir mobiles, ces dislocations doivent recombiner certaines de leurs partielles ; par exemple les partielles L_1, L_2, L_4 (fig. 3.b) pour glisser sur (110), ou L_1, L_2 (fig. 4.b) pour glisser sur (112). A 0° K, la recombinaison doit avoir lieu sur toute la longueur de la barrière. A température non nulle, l'activation thermique permet le passage d'une configuration de col qui sépare les états glissiles et sessiles de la dislocation.

Comme nous avons indiqué au chapitre 1, cette configuration dépend de la contrainte σ_M . C'est simplement un arc recombéné critique $P_1 Q_1$, si les contraintes sont suffisantes pour que sa flèche soit inférieure à l'espacement des rangées atomiques $[111]$ (position de col A, fig. (3.b), (4.b), schématisée fig. 8). Les équations du glissement déduites de ce col A sont obtenues au § 3.1. Aux contraintes inférieures, on doit tenir compte de la redissociation sessile de l'arc glissile, libéré PQ, dès que celui-ci atteint la première rangée voisine $[111]$. La position critique devient alors une configuration de double décrochement, représentée fig. 9, dont les "crans" $P_2 P'_2, Q_2 Q'_2$ sont maintenant bien individualisés (position de col B). Les équations du glissement correspondantes sont obtenues au § 3.2. La contrainte critique de transition entre le col A et le col B est également obtenue :

$$\sigma_c = R/b^2 \quad (4)$$

où R est l'énergie de recombinaison des partielles par unité de ligne.

Enfin, les équations du glissement sont établies ici de façon générale,

en fonction de coefficients élastiques propres à chaque possibilité de dissociation. Ils sont calculés tableau 1 pour une dissociation sur les plans (110), (112) dans la structure c.c, ou pour une dissociation dans le plan de base dans la structure h.c (cas du glissement prismatique dans une direction basale).

3.1. - Fortes contraintes ; $\sigma_M > R/b^2$ (col A).

A basse température, ou forte contrainte, le col entre les états glissile et sessile consiste en un arc critique recombéné PQ entre deux constriction P et Q. L'énergie d'activation est alors la somme de deux termes : U_c , énergie des pincements en P et Q, en gros proportionnelle à la largeur d de dissociation ; et U_r , liée à la recombinaison de l'arc PQ, et en gros proportionnelle à la longueur critique PQ.

A la fin du paragraphe, nous montrons que les hypothèses faites portent surtout sur U_c , terme négligeable devant U_r lorsque $PQ \gg d$. Comme PQ décroît avec la contrainte, on voit que le détail des constriction prend seulement de l'importance à très basse température, lorsque $PQ \approx d$. Plus précisément, nous avons montré⁽²⁶⁾ que $U_c \ll U_r$, et que nos hypothèses se justifient, au dessus de quelques 10° K.

Enfin, les configurations critiques trouvées dévient toutes peu de la ligne droite, et justifient l'emploi dans ces calculs de l'approximation de tension de ligne, où nous négligeons la faible dépendance avec PQ.

Nous calculons ci-dessous, d'abord la limite élastique à 0° K, puis la configuration critique, l'énergie et le volume d'activation, et enfin la limite élastique correspondante $\sigma_M(T)$.

3.1.1. - Equilibre sous contrainte de la dissociation sessile. Limite élastique à 0° K, σ_0 .

La limite élastique à 0° K, σ_0 , est la contrainte de recombinaison. Elle se déduit donc de l'étude de l'équilibre de la dislocation totale dissociée. Nous supposons celle-ci soumise à des contraintes σ , identiques sur chaque plan (110) ou (112), et dirigée comme fig. 3 ou 4. D'autres cas de figure

donneraient des résultats analogues.

La distance d qui sépare L_1 ou L_2 de L_4 par exemple (fig. 3.a) s'exprime par une relation du type⁽²⁶⁾ $d \propto \mu b^2 / (A\gamma + B \sigma b_i)$; γ est l'énergie de faute, σb_i la force appliquée sur une partielle de vecteur b_i . On en déduit le paramètre de la dissociation

$$x = b_o / d$$

qui dépend de la distance b_o à partir de laquelle on estime recombinées les partielles. On obtient ainsi⁽²⁶⁾ :

$$x = b_o / d = a\delta \left(\frac{\sigma}{\mu} + a' \frac{\gamma}{\mu b} \right), \quad \delta = b_o / b_i \quad (5)$$

et la contrainte σ_o (b , période du réseau) :

$$\frac{\sigma_o}{\mu} = \frac{1}{a\delta} - a' \frac{\gamma}{\mu b} \quad (6)$$

Les constantes a , a' , b/b_i sont données tableau 1 pour les différentes dissociations. Elles correspondent à des valeurs $\sigma_o \approx 10^{-2} \mu$.

3.1.2. - Etude de la configuration critique.

Nous calculons ici les caractéristiques de l'arc critique P_1Q_1 fig. 3. Les différents paramètres nécessaires seront évalués au paragraphe suivant.

Désignons par τ_g la tension de ligne de l'arc glissile qui se développe, par τ_s celle de la partie sessile, et par R leur différence :

$$R = \tau_g - \tau_s \quad (7)$$

La configuration critique de l'arc PQ s'obtient pour un angle θ_c

donné par l'équilibre des tensions de ligne en P : pour un angle plus grand τ_g n'équilibre plus τ_s et P s'écarte de Q. En développant le cosinus :

$$\theta_c^2 = 2R/\tau_g$$

Tenant compte de la recombinaison, de l'allongement, et du travail des contraintes appliquées, on obtient (θ_c est toujours petit, $R \ll \tau_g$, et on peut développer sinus et cosinus) l'énergie de l'arc critique P_1Q_1 :

$$U_r = \frac{2}{3} R \ell_c \quad (8.a)$$

où $\ell_c = P_1Q_1$ désigne la longueur critique :

$$\ell_c \approx 2 \theta_c (\tau_g / \sigma b) = 2 (\mu b / \sigma) (R / \mu b^2)^{1/2} (2 \tau_g / \mu b^2)^{1/2} \quad (8.b)$$

Enfin la flèche de l'arc critique s'écrit :

$$y_c \approx (\tau_g / \sigma b) (\theta_c^2 / 2) = R / \sigma b \quad (8.c)$$

3.1.3. - Energie et volume d'activation.

L'énergie d'activation est la somme de l'énergie de l'arc critique U_r , et de celle des constriction nécessaires en P et Q, U_c :

$$W = U_r + U_c$$

Pour calculer U_r , il faut connaître τ_g et R (équ. 8). τ_g n'intervient que par sa racine carrée. On peut l'évaluer en prenant $\tau_g \approx \mu b^2 / 2$.

Pour obtenir $R = \tau_g - \tau_s$ et U_c , nous admettons que l'arc glissile est composé d'une part des partiellles pincées, à l'état recombéné (L_1, L_2, L_4 fig. 3.b ou L_1, L_2 fig. 4.b), d'autre part de la partielle restante L_3 . R devient alors

Tableau 1

dissociation	b/b_i	a	a'	α	β	J_1	J_2	d_o
c.c (110)	4.9	3.12	4.12	$\frac{\mu b^2}{34}$	$\alpha(0.5 \text{ Log } (5/x))^{1/2}$	0.2	0.147	$\frac{\mu b^2}{20\pi \gamma}$
c.c (112)	3	8.38	1.5	$\frac{\mu b^2}{13\pi}$	$\alpha(\text{Log } (3/x))^{1/2}$	1.87	0.161	$\frac{\mu b^2}{12\pi \gamma}$
d.c/dissoc. basale en Shockley	$\sqrt{3}$	16.75	$\sqrt{3}$	$\frac{\mu b^2}{16\pi}$	$\alpha(1.5 \text{ Log } (\sqrt{3}/x))^{1/2}$	17.6	0.159	$\frac{\mu b^2}{16\pi \gamma}$

Coefficients élastiques de dissociation. b : période du réseau ; b_i : vecteur des parties pincées

La constante $J_1 = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{\mu b^2} \right)^{3/2} a^3$; $J_2 = \frac{3}{4\sqrt{2}} \left(\frac{\mu b^2}{\alpha} \right)^{1/2} \frac{b_i}{b} \frac{1}{a} \frac{\beta}{\alpha \text{ Log } \left(\frac{b/b_i}{x} \right)}$

Enfin x est lié à la largeur du ruban de faute pincé, d : $x = b_o/a$, et d_o représente la largeur de dissociation des parties pincées, à contrainte nulle (γ , énergie de faute) et pour un caractère moyen vis.

l'énergie de recombinaison des partielles considérées, et est lié à leur énergie totale de répulsion. On calcule facilement⁽²⁶⁾ :

$$R = \alpha(-\log x + x - 1) \quad x = b_o/d$$

où α est un coefficient élastique donné tableau 1.

De même U_c est l'énergie de deux demi-pincements faits sur la dislocation sessile, comme en P et Q fig. 3 ou 4. Elle a été déjà évaluée au chapitre 2, § 2.2 ($U_c = W_s$ équ.(2) et (3)) :

$$U_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \frac{(d - b_o)^2}{d} \quad (9)$$

le coefficient β est également donné tableau 1.

On obtient finalement l'énergie d'activation $W(\sigma)$:

$$\left. \begin{aligned} W &= J_1 \mu b^3 \delta^3 \left(\frac{\sigma_o - \sigma}{\mu} \right)^2 \left\{ W_r + W_c \right\}, \quad \delta = b_o/b_i \\ W_r &= g(x) \frac{\sigma_o - \sigma}{\sigma}, \quad g(x) = (x - 1 - \log x)^{3/2} (1 - x)^{-3} \\ W_c &= J_2 \left(\log \left(\frac{b/b_i}{x} \right) \right)^{1/2} \frac{1}{x}, \quad x = 1 - a\delta(\sigma_o - \sigma)/\mu \end{aligned} \right\} \quad (10.a)$$

$J_1, J_2, b/b_i$ sont des constantes calculées tableau 1. b_i est le vecteur des partielles pincées.

W_r est la contribution de l'énergie U_r liée à la recombinaison de l'arc PQ ; W_c est la contribution des constriction. Elle est en général négligeable devant W_r , sauf à très basse température. De là les simplifications de la formule générale (10.a).

Au voisinage de 0°K, on peut développer en $(\sigma_o - \sigma)/\mu$; W_c est prépondérant ; $g(x) \approx 1/2\sqrt{2}$ pour $x \approx 1$; d'où :

$$W \approx J_1 J_2 \delta^3 \mu b^3 \left(\frac{\sigma_0 - \sigma}{\mu} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{\sigma_0 - \sigma}{\mu} (a\delta + (2\sqrt{2} J_2)^{-1}) \right\} \quad (10.b)$$

Dès dix ou vingt degrés Kelvin⁽²⁶⁾, $W_r \gg W_c$; on a donc en dehors des très basses températures, en négligeant le pincement :

$$W \approx J_1 \mu b^3 \delta^3 \left(\frac{\sigma_0 - \sigma}{\mu} \right)^2 \left(\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma} \right) f(x) \quad (10.c)$$

$$f(x) \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{a\delta}{2} \frac{\sigma_0 - \sigma}{\mu} \right)$$

On obtient de même le volume d'activation, $V = - dW/d\sigma$:

$$\begin{aligned} \frac{V}{b^3} = \frac{J_1 \delta}{a} & \left[\frac{3}{2a} \frac{\mu}{\sigma} (x - 1 - \text{Log } x)^{3/2} \left(\frac{1 - x}{x(x - 1 - \text{Log } x)} + \frac{2}{3a\delta} \frac{\mu}{\sigma} \right) \right. \\ & \left. + J_2 \delta \left(\text{Log } \frac{b/b_i}{x} \right)^{1/2} \frac{1 - x^2}{x^2} \left(1 + \frac{1 - x}{2(1 + x) \text{Log } \left(\frac{b/b_i}{x} \right)} \right) \right] \quad (11) \end{aligned}$$

avec encore $x = 1 - a\delta(\sigma_0 - \sigma)/\mu$

Le premier terme vient de la contribution de U_r , le deuxième, que multiplie le facteur J_2 , vient des constriction. Ce dernier est donc rapidement négligeable devant le premier, sauf à très basse température.

3.1.4. - Limite élastique. Col A.

La variation thermique de la limite élastique σ_M se déduit directement de l'énergie d'activation $W(\sigma)$ précédemment calculée, lorsqu'on suppose que seul le processus de déviation est activé. Dans ce cas la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ est proportionnelle à la fréquence des déviations, $\exp(-W/kT)$. On en déduit en inversant l'exponentielle :

$$\left. \begin{aligned} T &= W/kC \\ C &= \text{Log} \left[\frac{v}{\dot{\epsilon}} \rho A \left(\frac{b}{\ell_c} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

k est ici la constante de Boltzmann, C est essentiellement liée à A , aire balayée après chaque libération thermique, et à ℓ_c , longueur critique de nucléation du glissement. Les autres symboles ont un sens classique : v est une fréquence atomique, ρ , la densité de dislocation.

D'après ce qu'on a vu au chapitre 1, et qui est développé au paragraphe suivant, une fois l'arc glissile libéré et la dislocation devenue à nouveau mobile, il y a à nouveau redissociation sessile lorsqu'elle atteint la première rangée atomique voisine [111]. Il est donc raisonnable de prendre pour A l'aire balayée par un arc du réseau de dislocation, de taille $\rho^{-1/2}$, qui se déplace d'une période b , soit $A \approx b \rho^{-1/2}$. D'autre part ℓ_c est donné équ.(8.b). On obtient ainsi :

$$C = \text{Log} \left[K \frac{v}{\epsilon} b \rho^{1/2} \right] + 2 \text{Log} \frac{\sigma}{\delta(\sigma_0 - \sigma)}$$

K est un facteur numérique égal à 2 pour un glissement (110), 0.4 pour (112) et 0.10 pour un glissement prismatique (h.c.). Pour des valeurs usuelles des paramètres, le premier terme est très supérieur au second qui reste de l'ordre de quelques unités pour l'essentiel de la variation de σ . Pour $v \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\rho = 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $\epsilon \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $b \approx 3.10^{-8} \text{ cm}$, C oscille autour de 25 ± 5 . C reste donc essentiellement constant, et l'énergie W est proportionnelle à la température.

L'équation (12) donne la relation $T(\sigma_M)$ lorsqu'on y remplace W par la valeur convenable calculée équ. (10).

3.1.5. - Hypothèses utilisées.

Nous avons fait essentiellement deux hypothèses dans le calcul de l'énergie W au § 3.1.3 :

1) Nous traitons indépendamment l'une de l'autre les deux constrictions en P et Q, en multipliant par 2 le résultat trouvé pour un demi-pincement.

2) Nous supposons encore que les partielles pincées en P et Q restent recombinaées le long de l'arc PQ (fig. 3 ou 4). En réalité cet arc se dissocie de façon glissile dans (110) ou (112) :

$$\text{dans (110)} : \frac{1}{8} [334] \rightarrow \frac{1}{8} [110] + \frac{1}{4} [112]$$

$$\text{dans (112)} : \frac{1}{3} [1,1,1] \rightarrow \frac{1}{6} [111] + \frac{1}{6} [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$$

Le terme de recombinaison dans l'énergie, U_r , est essentiellement indépendant du caractère dissocié de la dislocation totale $(PQ, L_3)^{(26)}$, et ces deux hypothèses ne concernent en fait que le calcul du terme de constriction U_c .

Ce dernier devient lui-même négligeable devant U_r lorsque $PQ \gg d$, largeur de dissociation ; dans cette limite, le détail des constriction n'apporte dans l'énergie que des corrections du second ordre.

La seule condition impliquée est donc en fin de compte $l_c = PQ \gg d = b_0/x$. D'après (8.b), l_c est en σ^{-1} et la condition est facilement remplie en dehors du voisinage de σ_0 , à 0°K. Le développement de l_c au voisinage de $d \approx b_0$ montre que $l_c/b_0 \approx 3$ à 4 $(\sigma_0 - \sigma)/\sigma$. Pour $\sigma = \sigma_0/2$, l_c est de l'ordre de 3 à 4 b_0 , et la température est de l'ordre de 10° K. Plus précisément on peut montrer⁽²⁶⁾ que le rapport $U_c/U_r \ll 1$ pour une température $T \gg T_c \approx 10^3(\sigma_0/\mu)^2 \mu b^3$ (μb^3 en électron volt).

La conclusion est donc qu'au dessus de, disons 20° K, les hypothèses faites sont justifiées. En dessous, $l_c \rightarrow 0$ et l'ensemble du calcul n'est plus valable.

Toutefois il est important de remarquer qu'à la limite $T = 0^\circ K$, la limite σ_0 calculée est indépendante de ces hypothèses. Or les équations obtenues à $T \neq 0$ (10) (11) (12), conduisent à des résultats compatibles avec les résultats calculés en dehors de toute activation thermique : $\sigma \rightarrow \sigma_0$, $W \rightarrow 0$, $V \rightarrow 0$. C'est donc seulement entre les points à 0°K et ceux à 20°K que le modèle ne s'applique plus.

3.2. - Activation thermique sous faibles contraintes ; $\sigma_M \ll R/b^2$.

On se propose ici d'obtenir l'énergie d'activation du col B, où l'arc glissile libéré, est redissocié de façon sessile lorsqu'il atteint la première rangée atomique voisine $[111]$. La position de col est ici une configuration de

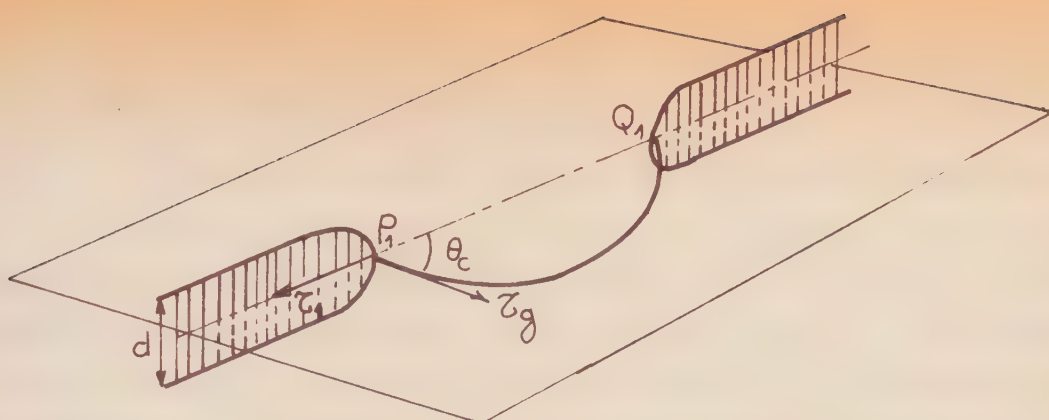


FIG 8 : COL DE TYPE A (SCHÉMATIQUE)

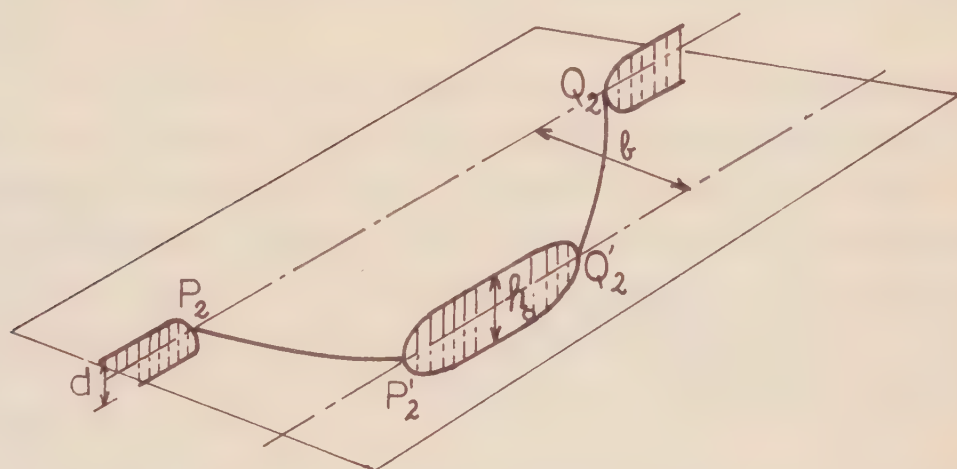


FIG 9 : COL DE TYPE B (SCHÉMATIQUE)

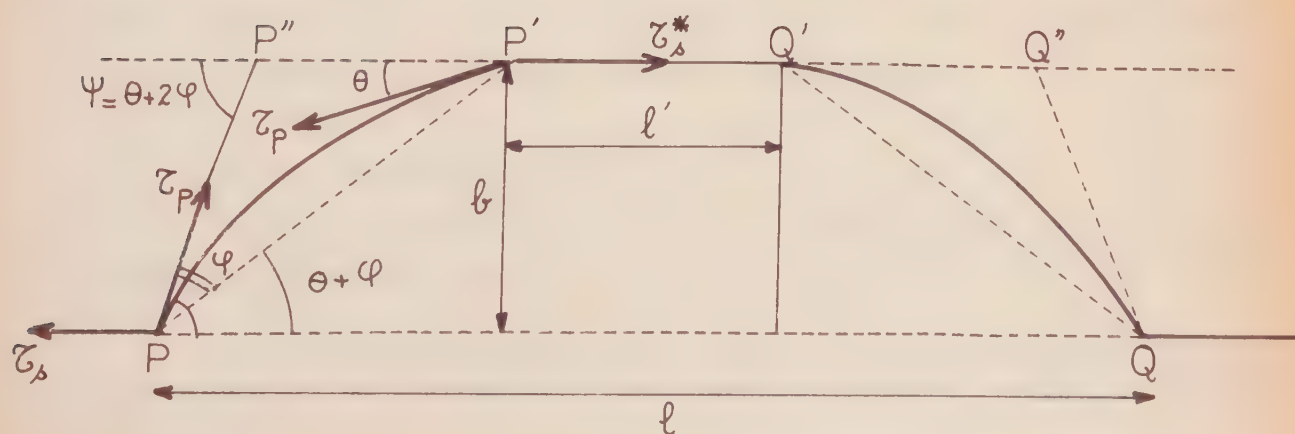


FIG 10 : GÉOMÉTRIE DU COL B

double décrochement représentée fig. 9.

Nous prenons un modèle de double décrochement dans lequel :

1) Les jonctions PP' , QQ' sont des segments de dislocation parfaite, courbés par la contrainte, et dont l'inclinaison est calculée en fonction des contraintes. Ces jonctions PP' et QQ' interagissent par l'intermédiaire d'une tension de ligne qui varie logarithmiquement avec leur séparation. Une telle dépendance est raisonnable lorsque le décrochement s'écarte peu de la direction rectiligne moyenne de la dislocation (voir par exemple Hirth et al.⁽⁴⁷⁾), et nous verrons que c'est le cas ici, où les jonctions sont peu inclinées sur l'ensemble.

2) Les constrictiones P' et Q' ne sont pas indépendantes. Nous tenons compte de leur interaction en calculant l'énergie du segment mal dissocié $P'Q'$ selon les méthodes vues dans la première partie de ce travail, essentiellement en utilisant l'approximation de Stroh pour l'interaction des partielles. On montre ainsi que cette interaction est l'interaction dominante dans la majeure partie de la variation $\sigma_M(T)$. L'interaction précédente due à la tension de ligne donne seulement la variation de σ_M au voisinage du domaine athermique de la limite élastique.

Pour la clarté de l'exposition nous donnons d'abord du modèle un traitement simplifié, qui montre mieux la signification des approximations asymptotiques utilisées, et les conclusions essentielles (§ 3.2.1). Le détail et la justification plus rigoureuse des approximations est donné au § 3.2.2., à l'aide des équations générales du modèle. Celles-ci conduisent dans leur forme générale à un calcul numérique de $\sigma_M(T)$, et dans leurs expressions asymptotiques à une formulation analytique approchée.

3.2.1. - Modèle simplifié.

Dans ce calcul, nous supposons que PP' , QQ' joignent deux plans atomiques adjacents (fig. 10).

Deux facteurs déterminent l'évolution de la limite élastique σ_M , contrainte qui rend instable la configuration de col B, telle que $PP'Q'Q$:

- l'interaction des constrictiones P' et Q'
- l'interaction (attraction) élastique des jonctions PP', QQ'.

Nous évaluons d'abord l'intensité de ces deux interactions, et nous montrons que la première l'emporte sur la seconde pour l'essentiel de la variation $\sigma_M(T)$. En effet, l'attraction due à la tension de ligne est une interaction faible, comme on le vérifie souvent dans ce genre de problème^(6,13), et elle ne peut équilibrer qu'une valeur faible de σ_M . Il s'en suit qu'il est indispensable de tenir compte de l'interaction des constrictiones pour calculer la variation thermique de σ_M . Celles-ci ne sont ni bien formées, ni indépendantes pendant la majeure partie du phénomène, et P'Q' reste inférieur à la largeur de dissociation.

L'évaluation de ces interactions étant faite, nous discutons ensuite la transition du type A de col, au type B.

Évaluons d'abord l'interaction des constrictiones. Remarquons que c'est une attraction due à la dissociation incomplète du segment P'Q' (la dissociation "complète", de largeur normale d, exigerait P'Q' >> d). On s'en rend compte aisément : on gagne de l'énergie en rapprochant par translation les jonctions jusqu'à annuler P'Q', car cela revient à remplacer P'Q' par une longueur égale du ruban de faute initial, mieux dissocié. La force d'attraction correspondante, qui s'exerce sur une jonction PP', est :

$$F = \tau_s^* - \tau_s$$

désignant par τ_s^* la tension de ligne du segment mal dissocié P'Q', et par τ_s , celle de la dislocation sessile initiale. On démontre immédiatement ce résultat en imaginant la translation dx de la jonction PP'. La somme algébrique des travaux des tensions de ligne en P et en P' ($\tau_s^* - \tau_s$) dx, doit égaler le travail de la force F sur PP', F dx. Cette force diminue uniformément avec P'Q', et devient pratiquement nulle lorsque P'Q' atteint quelques largeurs de dissociation. On obtient donc un équilibre instable lorsqu'on l'équilibre par une contrainte σ qui agit sur les parties glissiles PP' et QQ'. La condition de col est l'égalité des forces sur PP' :

$$\sigma b^2 = \tau_s^* - \tau_s$$

Nous avons montré dans la première partie (équ. 18.a) que :

$$\tau_s^* - \tau_s = \alpha E(H_0) \quad , \quad E(H_0) = -\text{Log } H_0 + H_0 - 1 \quad (14.a)$$

où $H_0 = h_0/d$ représente la largeur h_0 au centre de P'Q' (fig. 9) par rapport à la largeur d de dissociation de la dislocation rectiligne infinie, et où α est un coefficient élastique donné table 1, et défini par :

$$R = \alpha(-\text{Log } x + x - 1) = \alpha E(x) \quad , \quad x = b_0/d \quad (14.b)$$

R étant l'énergie de recombinaison par unité de ligne. La condition de col est donc :

$$\sigma b^2 = \alpha E(H_0) \quad (14.c)$$

Evaluons maintenant l'attraction due à la tension de ligne τ_p des jonctions (on suppose celles-ci parfaites). Précédemment, la différence $\tau_s^* - \tau_s$ imposait une certaine courbure aux jonctions, indispensable à considérer lorsqu'on examine les tensions de ligne agissant en P et P'. Mais ici l'introduction d'une telle courbure est moins essentielle. Nous la négligeons dans cette approche.

Les jonctions sont donc rectilignes, tel PP" fig. 10, faisant l'angle ψ (petit) avec PQ. Calculons l'énergie W_j de PP", QQ" en fonction de la distance $l = PQ$. Tenant compte de l'allongement, et de la recombinaison nécessaire ($R = \tau_p - \tau_s$) pour former ces jonctions à partir de l'état dissocié initial, on trouve :

$$W_j = \tau_p b \psi + (\tau_p - \tau_s)(2b/\psi)$$

L'angle ψ est déterminé par l'équilibre des tensions en P'', ou en P :

$$\psi^2 = 2(\tau_p - \tau_s)/\tau_p = 2R/\tau_p$$

d'où :

$$W_j = 2b(2 \tau_p R)^{1/2}$$

Maintenant τ_p dépend de $\ell = PQ$ selon :

$$\tau_p \approx \frac{\mu b^2}{4\pi} \text{Log } \frac{\ell}{b}$$

D'où l'équation donnant la contrainte σ_τ appliquée sur PP'' pour équilibrer l'attraction $dW_j/d\ell$:

$$\sigma_\tau b \cdot PP'' \sin \psi = \sigma_\tau b^2 = (2R/\tau_p)^{1/2} (\mu b^3/4\pi \ell)$$

Pour évaluer σ_τ , faisons $\tau_p \approx \mu b^2/2$, on a :

$$\sigma_\tau \approx (R/\mu b^2)^{1/2} (\mu b/2\pi \ell) \quad (15)$$

Nous pouvons à présent étudier la transition du type de col A au type de col B, lorsque l'arc glissile P_1Q_1 dans sa position critique étudiée au § 3.1.2, atteint la première rangée atomique voisine [111]. Pour la flèche $y_c = b$ les équations (8) du col A indiquent que la longueur critique ℓ_o , et la contrainte du col sont :

$$\sigma_c = R/b^2 = \alpha E(x)/b^2 \quad ; \quad \ell_o = 2b(\mu b^2/R)^{1/2}$$

Pour une telle séparation ℓ_o , l'attraction due à la tension de ligne des deux moitiés de l'arc P_1Q_1 , est négligeable devant σ_c : l'équation (15) donne approximativement :

$$\sigma_{\tau} \approx \frac{R}{b^2} \cdot \frac{1}{4\pi} = \sigma_c / 4\pi$$

Pour que l'arc P_1Q_1 puisse se dissocier dans le nouveau plan de dissociation atteint, il faut donc essentiellement équilibrer l'attraction due aux constriction, c'est-à-dire satisfaire à l'équation (14,c). Si nous considérons P_1Q_1 comme cas limite du col B, pour lequel $P'Q' = 0$, la séparation h_0 au centre de $P'Q'$ est alors égale à b_0 , soit $H_0 = x$. La contrainte pour que cette position soit une position de col B doit être :

$$\sigma = \alpha E(x)/b^2 = R/b^2 = \sigma_c$$

Ainsi l'arc glissile P_1Q_1 , de flèche b , est à la fois col A et col B pour la même valeur critique de la contrainte $\sigma_c = R/b^2$. De plus, l'énergie de col B devient plus basse que celle du col A lorsque $\sigma < \sigma_c$, ou que $P'Q' \neq 0$. En effet lorsque $P'Q'$ augmente, le segment $P'Q'$ peut se dissocier un peu mieux et τ_s^* diminue. Il s'en suit un redressement des jonctions, donc un volume d'activation plus petit ($V = -dW/d\sigma \propto b \cdot PP'$). Au contraire, le volume d'activation augmente dans le col A, lorsque $\sigma < \sigma_c$, et devient supérieur au précédent. L'énergie de col A augmente donc plus vite que celle du col B, lorsque σ diminue à partir de σ_c . La contrainte $\sigma_c = R/b^2$ est bien la contrainte de transition du col A au col B.

Le col A et le col B ayant une configuration commune à la transition $A \rightarrow B$, celle-ci ne doit s'accompagner d'aucune discontinuité de contrainte, d'énergie, ni de volume d'activation.

Ce résultat nous permet, pour terminer, de bien nous assurer que l'attraction des jonctions à travers leur tension de ligne ne peut contrôler la limite σ_M , que tout à fait à la fin du domaine de variation thermique. En effet, la séparation $\ell = PQ$ est au moins de l'ordre de ℓ_0 , séparation à la transition $A \rightarrow B$, lorsque le col B se produit ; selon (15) ceci entraîne que lorsque c'est la tension de ligne qui contrôle σ_M ($\sigma_M \approx \sigma_{\tau}$) :

$$\sigma_M \approx \sigma_{\tau} < \frac{1}{4\pi} (R/b^2)$$

On voit que σ_M est alors inférieure au dixième de sa valeur R/b^2 à la transition $A \rightarrow B$. Ceci invalide le traitement simplifié donné par Duesbery et Hirsch⁽²⁵⁾, où seule cette attraction élastique des jonctions est considérée. Dans l'étude de $\sigma_M(T)$ on devra :

- 1) Supposer $P'Q' \lesssim d$, largeur de dissociation, c'est-à-dire considérer des constriction non indépendantes en P' et Q' .
- 2) Supposer que τ_p , tension de ligne des jonctions, est indépendante de $\ell = PQ$, $\tau_p \approx \mu b^2/2$, sauf au voisinage du seuil athermique de la limite élastique.

3.2.2. - Modèle général. Energie d'activation.

Nous présentons ici les résultats de la résolution plus rigoureuse des équations du modèle. Cette résolution est exposée dans la référence (27). Elle confirme naturellement les conclusions du paragraphe précédent.

Nous donnons d'abord l'expression générale de l'énergie d'activation du col B, puis ses développements asymptotiques au voisinage de la transition ($\sigma \lesssim R/b^2$) ou aux faibles contraintes ($\sigma \lesssim 0.1 R/b^2$).

3.2.2.1. - Energie d'activation. Forme générale.

L'énergie nécessaire pour créer sur la dislocation dissociée initiale un double décrochement tel que $PP'Q'Q$, fig. 9, s'écrit :

$$W = W_j(\ell, \ell') - \sigma b^2 \ell' + W_p(\ell') + 2W_c \quad (16)$$

b : vecteur de Burgers de la parfaite ; $\ell = PQ$, $\ell' = P'Q'$.

W_j : énergie de formation de PP' , QQ' compte tenu du travail des contraintes, σ , correspondant.

W_c : énergie d'une constriction bien formée comme en P et Q .

W_p : énergie de formation du segment mal dissocié $P'Q'$ à partir de l'état dissocié initial. L'application des méthodes étudiées dans la première partie, donne (équ. 12).

$$W_p = \beta d(2U + E L') \quad , \quad \ell' = d \left(\frac{\beta}{\alpha}\right) L' \quad (17)$$

α, β : coefficients élastiques dépendant de la structure, donnés tableau 1.

d : largeur de dissociation rectiligne, infinie (voir aussi tableau 1).

U, E, L' sont fonction de $H_o = h_o/d$, h_o étant la largeur au centre de la boucle $P'Q'$ ($x \leq H_o \leq 1$, $x = b_o/d$) :

$$U(H_o) = H_o \int_{x/H_o}^1 dt \left(-\log t + H_o(t-1) \right)^{1/2} \quad (17.a)$$

$$L'(H_o) = H_o \int_{x/H_o}^1 dt \left(-\log t + H_o(t-1) \right)^{-1/2} \quad (17.b)$$

$$E(H_o) = -\log H_o + H_o - 1 \quad (17.c)$$

Le paramètre $x = b_o/d$ est introduit dans ces intégrales comme on a vu dans la première partie, pour tenir compte de la largeur de la dislocation parfaite b_o . Lorsque ℓ' croît de 0 à l'infini, H_o croît de x à 1, et W_p de 0 à une limite finie, $2W_c$, self énergie de deux constriction complètes, donnée au chapitre 2, § 2.2 équ. (2) :

$$W_c \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \beta \frac{(d - b_o)^2}{d} \quad (18)$$

Pour une séparation $\ell = PQ$ donnée, l'énergie W_j des jonctions est :

$$W_j = (\ell - \ell')w \quad , \quad w = R + (b^2/\lambda^2) - (\sigma b^2/2) - (1/12)(\sigma b\lambda/2)^2 \quad (19)$$

$$(\ell - \ell') = (2 \tau_p)^{1/2} \lambda \quad , \quad \lambda = \frac{2}{\sigma b} \left[(R - \alpha E(H_o) + \sigma b^2)^{1/2} - (R - \alpha E(H_o))^{1/2} \right] \quad (20)$$

Rappelons que R est l'énergie de recombinaison :

$$R = \alpha(-\text{Log } x + x - 1) \quad , \quad x = b_0/d$$

et que τ_p est la tension de ligne des jonctions (supposées parfaites) :

$$\tau_p \approx (\mu b^2/4\pi) \text{Log}(\ell/b) \approx (\mu b^2/4\pi) \text{Log} \left[(\ell'/b) + \lambda \sqrt{\mu} \right]$$

Enfin le volume d'activation, $V = -dW/d\sigma$, s'obtient par :

$$V = b^2 \left[\ell - (\ell - \ell') \left(0.5 - \frac{\sigma}{\mu} \frac{(\lambda \sqrt{\mu})^2}{24} \right) \right] \quad (21)$$

Les équations (16) à (20) résolvent le calcul de l'énergie totale W du décrochement en équilibre pour une séparation $\ell = PQ$ donnée, ou aussi bien, pour une séparation H_0 des partielles au centre de $P'Q'$. En effet H_0 détermine ℓ' (équ.17), $\ell - \ell'$ donc ℓ (équ.(20)), enfin W_j et W.

La valeur de H_0 qui correspond au col, c'est-à-dire au maximum de l'énergie $W(\ell)$, est obtenue en écrivant $\partial W/\partial \ell = 0$; on obtient :

$$\alpha E(H_0) - \sigma b^2 + \frac{\mu b^4}{2\pi \ell(\ell - \ell')} \left(1 + \frac{(\sigma \lambda^2)^2}{48} \right) = 0 \quad (22)$$

Evidemment le calcul du maximum W ne peut être que numérique. On se donne une valeur de H_0 comprise entre $x = b_0/d$ et 1. Puis on calcule la contrainte de col correspondante en résolvant par itération l'équation de col (22) ; pour cela il suffit de partir de la solution approchée $\sigma b^2 = \alpha E(H_0)$. Ayant la contrainte, on calcule l'énergie correspondante avec (16) - (20).

Mais il est possible de donner des expressions analytiques asymptotiques plus simples :

- soit dans le cas $\sigma b^2 \lesssim R$, en supposant τ_p indépendant de ℓ , c'est-à-dire l'équation de col (14.c) $\sigma b^2 = \alpha E(H_0)$.

- soit dans le cas $\sigma b^2 \lesssim 0.1 R$, où on peut prendre des constrictions indépendantes ($\alpha E(H_O) \approx 0$) et ne tenir compte que de l'attraction de tension de ligne.

C'est ce sujet que nous abordons maintenant.

3.2.2.2. - Forme asymptotique de l'énergie d'activation. Cas $\sigma b^2 \lesssim R$.

On peut montrer⁽²⁷⁾ que ce cas correspond au développement du paramètre λ , équ. (20), par rapport à la quantité :

$$t = \left(\frac{R}{\sigma b^2} - 1 \right)^{1/2}$$

On obtient ainsi :

$$\lambda \approx 2\sigma^{-1/2} (1 - t + (t^2/2) + O(t^4))$$

$$W_j \approx (4b^3/3)(\mu\sigma)^{1/2} (1 + (3t^2/2) - t^3 + O(t^4))$$

Pour évaluer l'énergie W_p de $P'Q'$, on a besoin de la fonction $U(H_O)$, équ. (17.a). Mais ici $P'Q' \ll d$, et nous pouvons utiliser la forme asymptotique de U valable pour $H_O \rightarrow x$ (I, équ. 15.c). On en déduit que $W_p - \sigma b^2 \ell'$ est une contribution en t^3 dans l'énergie :

$$W_p - \sigma b^2 \ell' + W_j \approx 4(\mu b^3/3)(R/\mu b^2)^{1/2} \left(\frac{R}{\sigma b^2} - \epsilon \left(\frac{R}{\sigma b^2} - 1 \right)^{3/2} + O(t^4) \right)$$

$$\epsilon = 1 - K \left(\frac{b_O}{b} \right) \frac{E(x)}{1-x} \quad K = \beta(\alpha \mu b^2)^{-1/2}$$

K est une constante voisine de $1/8$ dans la structure c.c et, voisine de $1/4$ dans la structure h.c. $E(x)/(1-x)$ étant inférieure ou de l'ordre de l'unité pour des dissociations de largeurs $d \lesssim 10 b_O$, ϵ est une quantité voisine de

de l'unité.

Le volume d'activation s'obtient par dérivation :

$$V = (4b^3/3)(\mu b^2/R)^{1/2} \left(1 - \frac{3}{2} \epsilon \left(\frac{R}{\sigma b^2} - 1 \right)^{1/2} + 2 \left(\frac{R}{\sigma b^2} - 1 \right) \right)$$

Ce volume s'écarte peu d'une valeur constante, celle obtenue pour $\sigma = \sigma_c = R/b^2$. En effet quand σ diminue à partir de σ_c , V commence par diminuer légèrement jusqu'à $\sigma \approx 0.9 \sigma_c$, puis augmente lentement et reprend sa valeur initiale pour $\sigma \approx 0.63 \sigma_c$. On peut donc écrire, dans un domaine relativement large, $0.6 \sigma_c < \sigma < \sigma_c$:

$$\left. \begin{aligned} V &\approx (4b^3/3)(\mu b^2/R)^{1/2} \\ W &\approx W_d + 2W_c, \quad W_d \approx \frac{4}{3} \frac{\mu b^3}{\sigma} \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{1/2} \left(2 - \frac{\sigma b^2}{R} \right) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$2W_c$ étant l'énergie des constriction en P ou Q, donnée équ. (18).

3.2.2.3. - Forme asymptotique de l'énergie. Cas $\sigma b^2 \lesssim 0.1 R$.

Ce cas correspond⁽²⁷⁾ à un développement des mêmes grandeurs par rapport à $\sigma b^2/R$. On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} \ell - \ell' &\approx b (2 \tau_p/R)^{1/2} (1 - (\sigma b^2/4R)) \\ W_j &\approx 2b (2 \tau_p/R)^{1/2} (1 - (\sigma b^2/4R)) \end{aligned}$$

Le développement de l'équation de col (22) redonne l'équation (15) sous forme de la variation $\ell(\sigma)$ de la séparation critique $\ell = PQ$ en fonction des contraintes :

$$\frac{\ell}{b} \approx \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{1/2} \frac{\mu}{2\pi \sigma} \quad (24)$$

On retrouve une relation analogue à celle trouvée avec le col A, $\ell \propto \sigma^{-1}$ mais avec un coefficient dix fois inférieur.

L'énergie d'activation s'obtient en faisant $W_p \approx 2 W_c$ (constrictions P' et Q' indépendantes) ; elle dépend très peu de la contrainte, uniquement par la racine carrée de τ_p dans W_j :

$$\tau_p^{1/2} \propto (\text{Log}(\ell/b))^{1/2} \propto \left[\text{Log} \left((\mu R)^{1/2} / 2\pi \sigma b \right) \right]^{1/2}$$

On peut négliger cette dépendance, et l'énergie est essentiellement constante : par rapport à la contrainte :

$$W \approx W_0 = \mu b^3 \left[2 \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{1/2} + \sqrt{2} \frac{\beta}{\mu b^2} \frac{(d - b_0)^2}{d} \right] \quad (25)$$

Cette relation coïncide avec celle donnée par Duesbery et Hirsch⁽²⁵⁾ dans des hypothèses analogues. Elle montre que l'énergie d'activation des déviations, à faible contrainte, loin d'augmenter indéfiniment en σ^{-1} comme le prévoit le type A de col, devient égale à une constante, constante nettement supérieure à la seule énergie de constriction.

3.2.3. - Limite élastique. Col B.

Comme pour le col A, la limite élastique se déduit des énergies d'activation $W(\sigma)$ calculées ci-dessus. L'équation (12) § 3.1.4. reste valable, et on peut encore évaluer l'aire balayée après libération thermique par $A \approx b\rho^{-1/2}$, où ρ est la densité des dislocations. Dans le cas général, un calcul numérique donnera la relation $\sigma(T)$ sous la forme $T(\sigma)$:

$$\left. \begin{aligned} T &= W/kC \\ C &\approx \text{Log} \left[\frac{\nu}{\epsilon} b\rho^{1/2} \left(\frac{b}{\ell_c} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

la longueur ℓ_c étant la séparation critique $\ell_c = PQ$ calculée précédemment.

Deux remarques sont à faire. La première est que, à la transition $A \rightarrow B$, les cols A et B ayant en commun la même configuration critique, pour la même valeur de la contrainte, les limites calculées $\sigma_M(T)$, et leurs dérivées $(d\sigma_M/dT) \propto V^{-1}$, V étant le volume d'activation, n'ont aucune discontinuité à cette transition. Il en est de même pour le paramètre C , et l'énergie W est proportionnelle à la température T sans rupture de pente à la transition.

La deuxième remarque est le fait que T étant proportionnel à W , il est clair que pour une même température, la contrainte σ_M calculée avec le col B est inférieure à celle prévue avec le col A, de même que pour les volumes d'activation.

On obtient facilement les relations $\sigma(T)$ correspondant aux formes asymptotiques précédentes :

$$1) - \sigma \lesssim R/b^2$$

$$\frac{\sigma}{\mu} \approx \frac{2R}{\mu b^2} - \left(\frac{3kC}{4\mu b^3} \sqrt{\frac{R}{\mu b^2}} \right) T \quad (27.a)$$

ici $\ell_c \approx 2b (\mu b^2/R)^{1/2}$, séparation PQ à la transition $A \rightarrow B$, donc $C \approx \text{Log} \left(v \xi^{-1} b \rho^{1/2} (R/\mu b^2) \right)$.

$$2) - \sigma \lesssim 0.1 R/b^2$$

en prenant ℓ_c selon (24), et $W = W_0$ équ. (25), on a :

$$\frac{\sigma}{\mu} \approx \left(\frac{\xi}{4\pi^2 v b \rho^{1/2} (\mu b^2/R)} \right)^{1/2} \exp \frac{W_0}{2kT} \quad (27.b)$$

CHAPITRE IV

APPLICATION A LA LIMITE ELASTIQUE DES METAUX CUBIQUES CENTRES

Nous appliquons ici les résultats précédents à la détermination de la limite élastique macroscopique des métaux cubiques centrés à basse température, et nous comparons à l'expérience. Nous faisons d'abord quelques remarques sur l'application à l'ensemble des métaux cubiques centrés, avant d'examiner plus particulièrement les mesures faites sur des monocristaux de fer, et de tungstène.

4.1. - Remarques générales sur la vérification du modèle.

Nous avons déjà noté l'aspect assez grossier du modèle utilisé. L'hypothèse critique essentielle reste la validité des calculs d'élasticité linéaire dans ce qui est finalement la région de coeur des dislocations ; la signification même des concepts d'énergie de faute d'empilement, ou de largeur de dissociation, est à reconsidérer. Ces remarques concernent surtout les calculs de constriction, donc les résultats prévus à très basse température ($T < 20^\circ \text{K}$). De façon générale, on ne doit pas attendre dans ce domaine une vérification quantitative très précise du modèle ; c'est le cas dans les deux exemples analysés ci-dessous (§ 4.3, 4.4).

De même, si le modèle indique une dissociation du coeur des dislocations, il ne peut fournir une description détaillée de cette dissociation de coeur. On peut par exemple prévoir une variation thermique identique de la limite élastique en supposant une dissociation sur les plans (110), sur les plans (112), ou même sur les deux types de plans à la fois^(25, 45). En l'absence d'informations précises sur les plans de glissement actifs (lignes de glissement peu décisives) ou sur les énergies de faute (ce qui est souvent le cas) nous avons envisagé les deux éventualités (110) et (112), correspondant aux plans de glissement les plus fréquents.

D'un autre côté nous n'avons pas tenu compte d'un effet plus raffiné, la dépendance avec l'orientation de l'échantillon. C'est-à-dire que les calculs précédents supposent que le plan de glissement est le plan de contrainte réduite maximum. On sait toutefois que les cubiques centrés ne suivent souvent pas cette règle^(48,25), et que le choix du plan de glissement peut changer avec la température⁽³⁸⁾. Dans la comparaison avec des mesures rapportées aux contraintes calculées sur le plan de contrainte réduite maximum, il peut y avoir ainsi une imprécision d'environ dix pour cent (l'angle maximum entre le plan de glissement, et celui de contrainte réduite maximum est 30°). C'est le cas des deux mesures analysées plus bas, où l'orientation $[100]$ donne un plan de contrainte réduite maximum $[112]$; si on suit ce qui est observé dans le fer-silicium⁽⁴⁸⁾, ou dans le fer pur⁽³⁸⁾, une telle orientation donne un plan de glissement $[112]$ à l'ambiante, mais aussi sans doute $[110]$ à température suffisamment basse.

4.2. - Remarques générales sur l'application du modèle.

La contrainte $\sigma_c = R/b^2$, R étant l'énergie de recombinaison, est un paramètre important à connaître pour décrire la variation thermique de la limite élastique. C'est la contrainte de transition entre les deux types d'activation thermique étudiés au chapitre précédent ; au dessus, le col à franchir est de type A ; au dessous, il est de type B (double décrochement).

Il est possible d'évaluer cette contrainte dans le cas des métaux c.c. De façon générale l'énergie d'activation du glissement, mesurée pour une composante thermique de la contrainte très faible, est environ $0.1 \mu b^3$. L'observation porte sur sept métaux : W, Mo, Cr, Ta, Fe, Nb, V, dont les valeurs de μb^3 vont de 7 à 20 eV⁽⁴⁾. Cette énergie doit être égale à l'énergie maximum W_0 calculée au § 3.2.2.3. équ. (25). On constate en effet que W_0 est proportionnelle à μb^3 . De plus, si on néglige la contribution des constriction, toujours faible devant le reste, on en déduit :

$$0.1 \gtrsim 2(R/\mu b^2)^{1/2}$$

soit :

$$R/\mu b^2 \approx 2.10^{-3}$$

Cette estimation donne l'énergie de recombinaison R à contrainte nulle. En fait R dépend des contraintes par l'intermédiaire de la largeur de dissociation d . Toutefois la valeur de R pour $\sigma = \sigma_c$ est peu différente de la valeur précédente, car σ_c reste ici faible devant la contrainte de recombinaison σ_0 . On obtient en effet :

$$\sigma_c/\mu \approx 2.10^{-3}$$

C'est une estimation d'ordre de grandeur, mais elle est importante pour savoir quand on doit tenir compte d'une activation par double décrochement, de type B. Ainsi dans le cas du tungstène que nous étudions ci-dessous, cette valeur tombe dans le domaine où la contrainte devient presque athermique, et par conséquent seule une activation de type A est à considérer, négligeant toute redissociation ultérieure de l'arc glissile libéré. Il n'en est pas toujours ainsi, et σ_c correspond dans le cas du fer, par exemple (voir § 4.4), à une valeur qui est encore largement dans le domaine de forte variation thermique.

Avant d'étudier ces deux exemples, définissons rapidement la méthode d'analyse de ces résultats expérimentaux. De façon générale l'énergie de faute d'empilement est le paramètre que nous devons choisir pour représenter au mieux les mesures. Choisir γ , c'est choisir la contrainte de recombinaison σ_0 . En fait, il y a un deuxième paramètre à déterminer : c'est b_0 , la largeur de la dislocation parfaite (le rayon de coeur).

Dans la pratique l'énergie maximum d'activation W_0 , considérée précédemment, dépend essentiellement de la largeur de dissociation d/b_0 ; la mesure de W_0 donne donc d/b_0 . Par exemple avec l'estimation précédente $W_0 \approx 0.1 \mu b^3$, soit $R \approx 2.10^{-3} \mu b^2$, on en déduit (équ.(25)) pour l'ensemble des métaux c.c.c courants :

$$d \approx 1.5 b_0$$

De la mesure de W_0 on déduit d/b_0 , c'est-à-dire le produit $\sigma_0 b_0$. Puis on

choisit σ_0 pour représenter les mesures de contrainte à très basse température. On a alors les deux paramètres σ_0 et b_0 , ou γ et b_0 . On peut tracer la courbe théorique $\sigma(T)$ et comparer à l'expérience.

Les deux métaux étudiés ci-dessous, W et Fe, sont choisis pour vérifier notre modèle, car ce sont parmi les rares mesures à être faites à la fois à très basse température, et avec des échantillons très purs.

4.3. - Limite élastique des monocristaux de tungstène.

Des monocristaux de tungstène très purs (quelques 10 p.p.m. d'impuretés), d'orientations $[100]$, ont été déformés entre 20° K et 465° K par Beardmore et Hull⁽⁴⁹⁾. La limite élastique mesurée est représentée fig. 11. Ces mesures s'accordent avec celles de Rose et al⁽⁵⁰⁾ faites précédemment dans les mêmes conditions entre 77° K et 300° K .

L'énergie d'activation maximum n'a pas été obtenue avec ces monocristaux, sans doute parce que les températures étudiées sont trop faibles. Dans le paragraphe précédent, la valeur citée $0.1 \mu b^3$ a été obtenue sur des polycristaux impurs⁽⁴⁾ (200.ppm) ; elle correspond à une température d'au moins 800° K . Toutefois, l'estimation précédente $\sigma_0 \approx 2.10^{-3} \mu$ montre, comme nous avons vu, que la majeure partie de la variation thermique de la limite élastique doit être décrite avec seulement le type A de col.

Effectivement la fig. 11 représente la courbe théorique $\sigma(T)$ obtenue en choisissant une énergie de faute convenable, correspondant au seul col A (équ. (10) § 3.1.3). On a pris dans l'hypothèse d'un glissement sur (110) :

$$\sigma_0 \approx 2.2 \cdot 10^{-2} \mu, \quad b_0 \approx b, \quad \gamma_{110} \approx 10^{-2} \mu b \text{ (450 ergs/cm}^2\text{)}$$

ou bien dans le cas d'un glissement sur (112) :

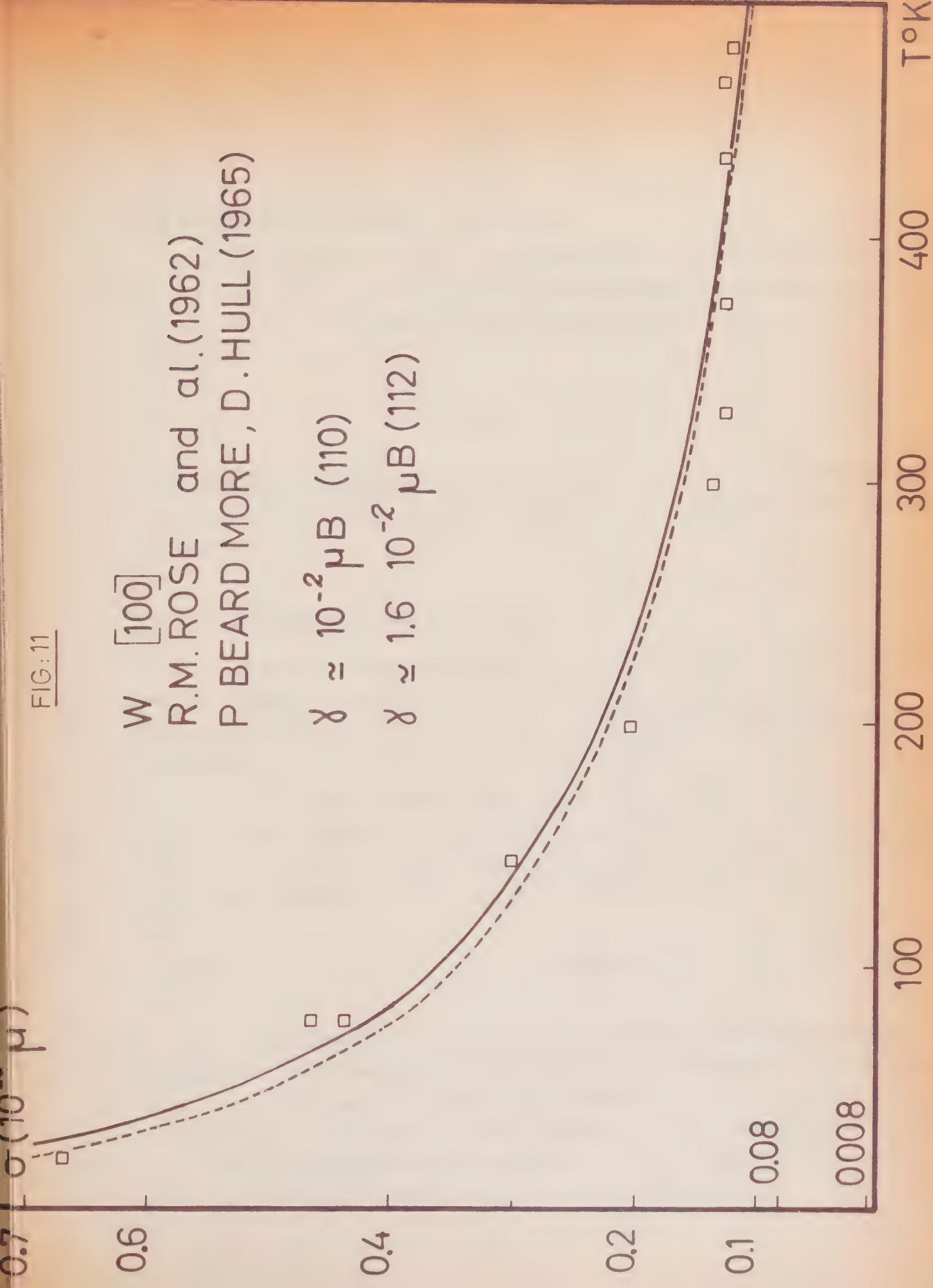
$$\sigma_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \mu, \quad b_0 \approx b, \quad \gamma_{112} \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \mu b \text{ (700 ergs/cm}^2\text{)}$$

FIG: 11

W [100]
R.M. ROSE and al. (1962)
P BEARD MORE, D. HULL (1965)

$$\chi \approx 10^{-2} \mu_B (110)$$

$$\chi \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \mu_B (112)$$



On a pris pour le tungstène, $\mu b^3 = 20 \text{ eV}$.

Les énergies de faute correspondent à des largeurs de dissociation $d \approx 1.5 \text{ b}$ sur (110) ou 1.66 b sur (112). Ces largeurs correspondent sur l'un ou l'autre des plans considérés à la contrainte de transition entre les deux types d'activation thermique :

$$\sigma_c \approx R/b^2 \approx 1.9 \cdot 10^{-3} \mu$$

Cette contrainte est bien du même ordre que prévu au § 4.2, et correspond à une température de 280° K , qui est bien supérieure au domaine de forte variation thermique.

4.4. - Limite élastique des poils de fer.

Des monocristaux filamenteux de fer (diamètre environ 100μ), très purs (10 p.p.m), ont été étirés entre 4° K et 300° K par Conte et al⁽¹⁴⁾. L'orientation des poils était $[100]$. Les limites élastiques obtenues sont représentées fig. 12 en fonction de la température.

Ici l'énergie maximum d'activation a été déterminée ; elle est de $0,72 \text{ eV}$. Selon l'équation (25) il lui correspond des largeurs de dissociation sur (110) : $d \approx 1.48 \text{ b}_0$, ou sur (112) : $d \approx 1.68 \text{ b}_0$. A celles-ci correspondent des limites élastiques à 0° K , $\sigma_0/\mu \approx (1 - x)/a\delta$ soit :

$$\text{sur (110) : } \sigma_0/\mu \approx 2.1 \cdot 10^{-2} (b/b_0) \quad \text{ou bien sur (112) : } \sigma_0/\mu \approx 1.6 \cdot 10^{-2} (b/b_0)$$

Par ailleurs σ_0 est choisi pour représenter les mesures de basse température. La limite élastique extrapolée à 0° K est environ 0.6μ ($\mu = 8.000 \text{ kg/mm}^2$, $\sigma_0 = 48 \text{ kg/mm}^2$). Il faudrait donc supposer $b_0 \approx 2$ ou 3 b . En fait, la variation de σ est rapide à basse température, et son extrapolation incertaine. On arrive ainsi à représenter les mesures à 4° K en prenant des valeurs de b_0 un peu plus faibles, voisines de $b_0 \approx 2b$ (voir tableau 2).

Tableau 2

	110			112		
σ_0 (kg/cm ²)	64	72	84	64	72	84
ub/γ	234	210	180	115	110	102
γ (ergs/cm ²)	85	80	104	190	172	200
larg. parf. t_0/b	2.54	2.38	2	2.0	1.8	1.6
larg. imparf. d/b	3.7	3.5	3	3	3	2.7
σ_0 (kg/mm ²)		16.6			16	
γ_0 (eV)		0.73			0.73	

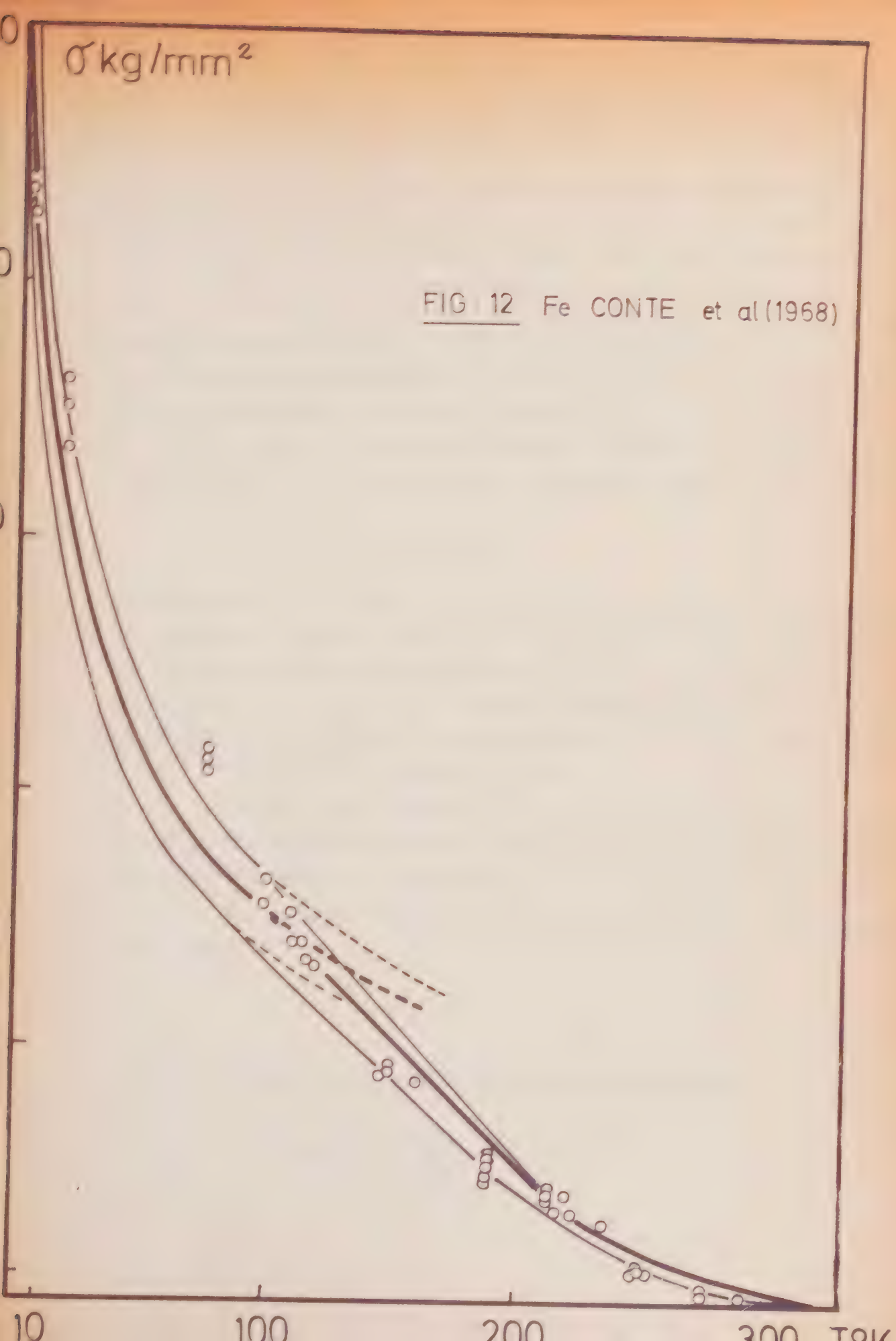


FIG 12 Fe CONTE et al (1968)

Finalement la fig. 12 montre la courbe $\sigma(T)$ obtenue pour les valeurs convenables des paramètres σ_0 et b_0 , ou γ et $\delta = b_0/b_i$ (b_i vecteur des partielles). Ces paramètres sont donnés tableau 2. Pour le fer, nous avons pris $\mu b^3 = 7$ eV et $\mu \approx 8.000$ kg/mm². La courbe centrale fig. 12 est tracée pour $\gamma_{110} \approx 90$ ergs/cm² ou $\gamma_{112} \approx 172$ ergs/cm², et $b_0 \approx 2.3$ b (110) ou $b_0 \approx 1.8$ b (112). On a représenté aussi les courbes obtenues pour des valeurs un peu différentes des paramètres, afin de montrer la sensibilité de leur détermination. Ainsi les courbes extrêmes fig. 12, représentent les résultats obtenus avec $b_0 \approx (2.3 \pm 0.3)b$, ou $b_0 \approx (1.8 \pm 0.1)b$, et des énergies de faute encadrant les valeurs précédentes (voir table 2). Enfin on a calculé la contrainte critique σ_c de transition A $\rightarrow$ B :

$$\sigma_c/\mu \approx 2.10^{-3}$$

correspondant à $T_c \approx 100^\circ$ K. On voit donc qu'il faut dans ce cas tenir compte de l'activation thermique par double décrochement (de type B) dès que $T > 100^\circ$ K. Effectivement les pointillés représentent fig. 12 le prolongement de la loi $\sigma(T)$ donnée par le col de type A, et on peut constater que les mesures s'en écartent nettement. On a donc utilisé les équations (10) - col A - au dessus de σ_c , et les équations (16-22) au dessous - col B -.

On peut aussi comparer aux énergies d'activation mesurées. Avec les paramètres choisis, nous calculons l'énergie maximum d'activation en bon accord avec l'énergie mesurée : on calcule $W_0 \approx 0.73$ eV, et on mesure 0.72 eV.

Par ailleurs l'énergie calculée est proportionnelle à la température, selon l'équ. (12) :

$$W = k C T$$

C est lié au facteur de fréquence de l'activation thermique :

$$C \approx \text{Log} \left[\frac{\nu}{\epsilon} \rho A \frac{R}{\mu b^2} \right]$$

voir équ. (12). Avec pour fréquence atomique $\nu \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$, pour vitesse $\dot{\epsilon} \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, pour densité de dislocation $\rho \approx 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $R/\mu b^2 \approx 2.10^{-3}$, et enfin pour A, aire balayée, $A \approx b L \approx 3.10^{-10} \text{ cm}^2$ ($b = 3.10^{-8} \text{ cm}$, période du réseau, et L diamètre du poil $L \approx 100 \mu$), on obtient $C \approx 30$, soit pour W en électron volts :

$$W \approx 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ T}$$

On mesure en fait : $W \approx 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ T}$ (à environ dix pour cent) donc une valeur 20 % plus élevée. Il faut remarquer toutefois que d'autres auteurs ont souvent mesuré des rapports W/T plus faibles⁽⁴⁾, et de l'ordre de celui que nous calculons, 2 à $2.5 \cdot 10^{-3}$.

Enfin, il reste à comparer les volumes d'activation. L'accord est du même ordre que les précédents puisqu'on a la relation :

$$\frac{W}{T} = - V \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{\dot{\epsilon}}$$

4.5. - Conclusions.

De ces comparaisons, nous pouvons tirer plusieurs conclusions :

1) - Compte tenu des réserves faites au § 4.1 sur le caractère approché du modèle, on voit qu'il donne une explication raisonnable des mesures de limite élastique $\sigma(T)$. Toutefois il ne faudrait pas accorder une trop grande importance aux valeurs des paramètres obtenues : $\gamma \approx \mu b/100$ pour l'énergie de faute, $b_0 \approx b$ à $2b$ pour la largeur des parfaites, qui n'ont de sens qu'à l'intérieur de l'approximation élastique choisie pour décrire ces dissociations de coeur ($d \approx 1.5 b_0$).

2) - A très basse température, la courbure des courbes théoriques $\sigma(T)$ est visiblement trop grande, entraînant une valeur de la limite à 0° K trop élevée d'une dizaine de kg/mm^2 . Nous pensons que ceci est lié à la difficulté

d'appliquer l'approximation élastique pour évaluer l'énergie des constrictiones. Par contre l'accord général du modèle et des mesures semble indiquer que l'énergie de recombinaison est moins sensible au caractère très approché de ce traitement.

3) - Pour les métaux cubiques centrés de transition, l'énergie de recombinaison déduite des mesures précédentes est de l'ordre de $R \approx 2 \cdot 10^{-3} \mu b^2$, et la contrainte critique de transition, de l'ordre de $\sigma_c \approx 2 \cdot 10^{-3} \mu$.

CHAPITRE V

APPLICATION AU GLISSEMENT PRISMATIQUE DES METAUX HEXAGONAUX COMPACTS

Nous discutons ici l'application des équations du chapitre 3 au glissement prismatique observé dans la structure h.c. Nous ne pensons pas que ces équations donnent une explication complète du phénomène. Celui-ci est en effet plus complexe que l'initiation du glissement dans les cubiques centrés, tant sur le plan théorique qu'expérimental. Nous voulons seulement préciser l'impact de notre modèle dans ce domaine.

Après une introduction qui décrit les conditions particulières de ce type d'expérience, nous mentionnons les problèmes spécifiques posés à basse température, puis nous montrons à quelles prévisions aboutit notre modèle dans les différents cas possibles de métaux hexagonaux.

5.1. - Conditions du glissement prismatique.

En général, le système de glissement le plus fréquent, et le plus facile à activer dans la structure h.c est évidemment le système $(0001) [11\bar{2}0]$, c'est-à-dire un glissement dans le plan basal et dans la direction $\vec{a}$ de ce plan (fig. 13)*.

Lorsqu'on oriente l'échantillon de façon à placer l'axe de traction dans le plan de base, on supprime les contraintes appliquées dans ce plan. Les dislocations de vecteurs $\vec{a}$ glissent alors (plus difficilement) dans un plan non basal : soit le plan prismatique $(10\bar{1}0)$ qui contient l'axe C

* Ti et Zr font exception : ils glissent plus facilement sur un plan prismatique $(10\bar{1}0)$ que sur le plan de base. Direction de glissement : $\vec{a}$.

PLANS DE GLISSEMENT:

PYRAMIDAL DE 2^e ESPÈCE

PYRAMIDAL DE 1^e ESPECE

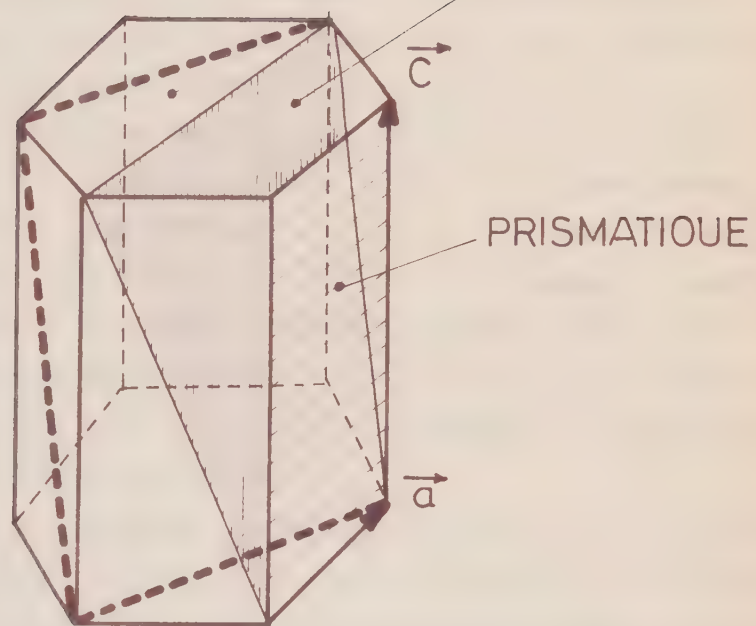


FIG 13 maille h.c

(glissement prismatique) soit le plan pyramidal $(10\bar{1}1)$ (glissement pyramidal de première espèce). Ce que nous remarquons s'applique aussi bien à l'un ou l'autre de ces glissements, mais nous parlerons surtout du prismatique, qui est observé plus couramment.

Le glissement prismatique est difficile à isoler expérimentalement. A basse température surtout, par suite de la valeur élevée de la limite élastique correspondante, il est difficile de ne pas activer un autre système de glissement. Le moindre écart aux conditions d'orientation idéale, active par exemple le glissement basal, beaucoup plus facile. Ainsi Régnier et Dupouy⁽³¹⁾ ont montré qu'il suffit de 6° entre l'axe de traction et le plan de base pour déclencher dans le béryllium un glissement basal parasite, portant au double de sa valeur la limite élastique mesurée à l'azote liquide. Encore le cas du béryllium peut-il être considéré comme favorable car dans les autres métaux il faut un écart encore plus faible pour activer un glissement parasite. Ainsi sur des monocristaux de magnésium très bien orientés $((0001)$ à 5° de l'axe de traction) on a beaucoup de glissement $\vec{c} + \vec{a}^*$ à 77° K, et la limite obtenue ($10^{-4}\mu$) correspond sans doute à ce dernier glissement ; la limite du glissement prismatique serait encore supérieure⁽⁵²⁾.

Si on ajoute l'apparition fréquente du mâclage lorsqu'on atteint des limites élastiques aussi élevées (on l'évite en partie en tirant très lentement), on voit qu'il est très délicat d'obtenir des mesures sûres à basse température (à partir de l'azote liquide).

Historiquement, c'est pourtant sur ce phénomène que Friedel⁽²⁴⁾ a montré le premier que ce qu'on attribuait aux forces de Peierls pouvait être ramené à un mécanisme de déviation, comme ceux que nous avons vus au chapitre 3. L'analogie avec ce que nous avons dit des cubiques centrés est en effet très grande. Il y a évidemment la même variation catastrophique de la limite élastique avec la température. De plus on a mis en évidence, actuellement, un domaine de

* C'est un glissement $(11\bar{2}2)$, $\vec{c} + \vec{a}$, ou pyramidal de 2ème espèce.

microdéformation très net avant la limite élastique macroscopique ($\text{Be}^{(31)}$, $\text{Mg}^{(30)(52)}$), jusqu'à des déformations plastiques de l'ordre du millième. Enfin des déviations ont été observées sur les lignes de glissement, mais à température suffisamment élevée ($\text{Be}^{(31)}$, $\text{Mg}^{(30)}$). Tous ces faits sont liés à une situation analogue à celle étudiée précédemment : les dislocations sont dissociées dans le plan basal, c'est-à-dire en dehors du plan de glissement prismatique. Les parties vis sont donc amenées à dévier pour permettre le glissement, et nous pouvons appliquer les résultats du chapitre 3 ; nous supposons dans cette application que les dislocations ne sont pas dissociées sur le plan prismatique, ce qui est raisonnable, le plan de faute possible étant avant tout le plan basal. Toutefois, avant d'en venir à cette application, il faut signaler une différence avec le cas des cubiques centrés, qui pose un problème de principe à très basse température.

5.2. - Problème à basse température.

La différence importante avec ce qui précède, est que le plan de dissociation, le plan basal, est ici un plan où les contraintes appliquées sont nulles. L'énergie de recombinaison, la largeur de dissociation, l'énergie des constriction, ne dépendent donc plus des contraintes.

Le problème se pose alors, à très basse température : l'énergie des constriction, au moins, doit être fournie par la seule activation thermique. A 0°K , la dislocation ne peut être recombinaison et la limite élastique correspondante σ_0 tend vers l'infini. Peut-être doit-on considérer dans ce domaine le rôle des contraintes internes, mais la question n'a pas été résolue jusqu'alors.

De toute façon, il s'agit d'un problème un peu académique puisqu'en pratique il n'existe pas encore de mesures faites en dessous de la température de l'azote liquide, et on a vu que, au moins dans la plupart des cas, une telle mesure semble très difficile.

De plus, il n'est pas évident a priori que les dislocations initialement actives à basse température soient celles qui sont dissociées dans le plan de base. On peut activer des boucles de dislocation situées dans le plan prismatique.

Si, par exemple, ces boucles sont stabilisées dans ce plan par une légère dissociation - sans doute plus faible que dans le plan basal -, une certaine activation peut être nécessaire pour que les dislocations, changeant de mode de dissociation, se dissocient dans le plan de base ; nous avons signalé le cas au chapitre 2 (§ 2.2). A très basse température, les dislocations restent alors, et glissent, dans le plan prismatique, puis à température plus élevée, elles passent dans le plan de base où elles sont stabilisées et bloquées par dissociation. Elles n'en ressortent que par déviation à température encore supérieure, selon les mécanismes d'activation du chapitre 3. Il en résulte qualitativement l'allure caractéristique de $\sigma(T)$ représentée fig. 7 (voir chapitre 2), où la limite σ augmente avec T tant que le changement de dissociation, rendu de plus en plus facile, conduit au blocage des dislocations.

Régnier et Dupouy⁽³¹⁾ ont en effet observé ce comportement pour la limite élastique du béryllium. Ils ont vérifié que le glissement se fait sur le plan prismatique (lignes de glissement sans déviation) entre 77° K et 170° K ; le durcissement thermique $\sigma(T)$ est alors semblable à ce qu'on peut attendre d'un durcissement dû à la forêt basale. Puis σ augmente avec T entre 170° K et l'ambiante, température à laquelle σ recommence à diminuer. En même temps, on observe des déviations prononcées à l'ambiante. Enfin ces auteurs⁽⁵³⁾ ont suggéré un type de dissociation possible sur les plans prismatiques, qui donne un ruban de faute d'empilement correspondant à la transformation de phase h.c. $\rightarrow$ c.c.

Si certains points de cette interprétation qualitative paraissent confirmés par l'expérience, il reste que le mécanisme exact par lequel σ augmente avec T n'est pas encore élucidé. Cet exemple montre en tout cas que le problème à basse température de ce type de glissement est loin d'être simple.

5.3. - Application du modèle. Discussion des différents cas.

Nous discutons maintenant les différentes lois $\sigma(T)$ à attendre selon la largeur de dissociation du métal hexagonal. Nous supposons que le glissement est dû au déplacement dans les plans prismatiques des dislocations dissociées

Tableau 3

$\frac{d}{b_0}$	$\frac{R}{\mu b^2} \times 10^2$
10	2.8
5	1.6
4	1.3
3.3	1
2.5	0.64
2	0.38
1.4	0.11
1.25	0.046
1.1	0.011

dans le plan de base, c'est-à-dire que la température est suffisamment élevée ($T > 250^\circ \text{ K}$).

Le paramètre essentiel à la discussion est l'énergie de recombinaison R par unité de ligne. Rappelons que pour les hexagonaux :

$$R = \frac{\mu b^2}{16\pi} (-\log x + x - 1) \quad , \quad x = \frac{b_0}{d}$$

où d est la largeur de dissociation, et b_0 celle de la parfaite. La valeur $R/\mu b^2$ fixe la valeur de la contrainte σ_c/μ de transition entre les types A ou B d'activation thermique étudiés au chapitre 3. On peut distinguer essentiellement deux cas, celui des très faibles dissociations, et celui des dissociations moyennes (ou fortes), selon la valeur de $R/\mu b^2$ (tableau 3).

5.3.1. - Faibles dissociations : $R/\mu b^2 \lesssim 10^{-3}$, $d \lesssim 2 b_0$.

Pour $d = 2 b_0$, $R \approx 4 \cdot 10^{-3} \mu b^2$. Au delà R augmente assez rapidement, et on peut considérer cette largeur comme une limite pour laquelle $\sigma_c = R/b^2$ a encore une valeur significative.

On a une activation thermique de type A pour une limite élastique $\sigma \geq \sigma_c \approx R/b^2$ (au plus de l'ordre de quelques $10^{-3}\mu$). Les équations sont les équations (10), mais où R et d sont indépendants de σ . En particulier on doit y remplacer $\sigma_0 - \sigma$ par σ_0 . On obtient alors, compte tenu des divers coefficients :

$$\left. \begin{aligned} W_A &\approx \mu b^3 \left[\frac{4}{3} \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{3/2} \frac{\mu}{\sigma} + \frac{0.6}{8\pi} \frac{(d - b_0)^2}{bd} \right] \\ V_A &= -d W_A / d\sigma \approx b^3 \left[\frac{4}{3} \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu}{\sigma} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Pour des contraintes plus petites, $\sigma \lesssim R/b^2$, les équations du col B

doivent être appliquées, équ. (26) avec comme énergie de constriction (voir première partie I, § 2.C.1., équ (20)) :

$$2W_c \approx 0.6 \frac{\mu b^2}{8\pi} \frac{(d - b_o)^2}{d}$$

En particulier, à contrainte nulle, l'énergie maximum d'activation est :

$$W_o = \mu b^3 \left[2 \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{1/2} + \frac{0.6}{4\pi} \frac{(d - b_o)^2}{db} \right] \quad (29)$$

Les équations (28) sont à peu près celles établies par Friedel⁽²⁴⁾. Seule différence, il a été tenu compte de la largeur de la parfaite ce qui diminue un peu l'énergie.

Il semble bien, en effet qu'on observe jusqu'à 450° K sur des monocristaux de magnésium⁽⁵⁴⁾ une énergie d'activation de la forme $(A/\sigma) + B$. On peut mesurer le rapport B/A (fig. 12.31, p. 531, réf. (54)) ; la mesure est assez imprécise mais on peut donner comme ordre de grandeur $B/A \approx 2.10^{-9}$ cgs. Selon (28), avec $\mu \approx 1.7 \cdot 10^{11}$ cgs et $x = b/d \rightarrow 1$:

$$\frac{B}{A} = \frac{3.6\sqrt{\pi}}{\mu} \frac{(1-x)^2}{x(-\log x + x - 1)^{3/2}} \approx \frac{10^{-10}}{x(1-x)} \approx 2.10^{-9}$$

d'où :

$$x(1-x) \approx 0.05$$

$$\text{soit : } d \approx 1.1 \ b_o$$

A température plus élevée (contrainte plus faible) l'énergie d'activation est nettement plus faible que la loi précédente, en accord avec le passage au col B. La contrainte apparente de "transition" est $\sigma_c \approx 10^8$ cgs $\approx 6.10^{-4}\mu \approx R/\mu b^2$. Le tableau 3 fait correspondre à cette valeur $d \approx 1.3 \ b_o$ en accord avec l'évaluation précédente.

Avec $\mu b \approx 5600$ cgs pour ce métal, une telle largeur de dissociation correspond à une énergie de faute d'empilement d'environ 100 ergs/cm^2 . Cette valeur est en accord avec l'estimation théorique de 120 ergs/cm^2 due à Blandin et al⁽⁵¹⁾ (la faute d'empilement qui apparaît ici est du type 2Δ).

5.3.2. - Forte dissociation, $R/\mu b^2 \gtrsim 10^{-2}$, $d \gtrsim 3 b_0$.

Le tableau 3 montre qu'à partir de $d \approx 3 b_0$, $R/\mu b^2$, c'est-à-dire σ_c/μ , devient de l'ordre de 10^{-2} . Dans la pratique, ceci signifie qu'on observe dans un tel cas uniquement l'activation de type B. Les équations sont les mêmes que celles données ci-dessus, pour le col B. L'énergie d'activation sera donc en général plus élevée que précédemment.

En particulier, les contraintes telles que $\sigma \approx 0.1 R/b^2$, ici de l'ordre de $10^{-3}\mu$ sont encore souvent dans le domaine de variation thermique de la limite élastique. On a vu au chapitre 3 (§ 3.2.2) que l'énergie d'activation varie très faiblement (par un logarithme) pour de telles contraintes. On doit donc observer à suffisamment haute température (correspondant à $\sigma \lesssim 10^{-3}\mu$) une vitesse de déformation (équ. (27.b)) :

$$\dot{\epsilon} \approx \nu b \sqrt{\rho} \left(\frac{b}{\ell_c} \right)^2 \exp - \frac{W_0}{kT}$$

prenant ℓ_c selon l'équ. (24), § 3.2.2.3, on a :

$$\dot{\epsilon} \approx \left(\nu b \sqrt{\rho} \frac{4\pi^2}{\mu^2} \frac{\mu b^2}{R} \right) \sigma^2 \exp - \frac{W_0}{kT}$$

$$W_0 = \mu b^3 \left[2 \left(\frac{R}{\mu b^2} \right)^{1/2} + \frac{1}{4\pi} \frac{(d - b_0)^2}{db} \right]$$

où W_0 est l'énergie maximum d'activation calculée précédemment, indépendante de σ . Friedel⁽²⁴⁾ parvient pour les métaux bien dissociés à une conclusion analogue, avec une énergie constante. Mais cette énergie est égale à celle des constriction, $4 W_c$. Nous voyons au contraire ici que $W_0 > 4 W_c$, à cause

de la présence d'un terme de recombinaison qui est loin d'être négligeable. On peut ainsi interpréter des expériences qui semblaient disqualifier le mécanisme de déviation à cause d'énergie supérieure à $4 W_c$. Nous en montrons un exemple ci-dessous.

On observe en effet sur le zinc⁽⁵⁵⁾ entre 525° K et 670° K, sur un alliage Cd-Zn (0.1 % at.)⁽⁵⁵⁾ entre 580° K et 665° K, et enfin sur le cadmium⁽⁵⁶⁾ entre 430° K et 550° K, une loi analogue à la précédente (σ en cgs) :

$$\text{Zn : } \dot{\epsilon} \approx 0.74 \cdot 10^{-12} \sigma^3 \exp - (1.6 \text{ eV/kT})$$

$$\text{Cd-}\underline{\text{Zn}} \text{ : } \dot{\epsilon} \approx 1.5 \cdot 10^{-15} \sigma^{3.6} \exp - (1.9 \text{ eV/kT})$$

$$\text{Cd : } \dot{\epsilon} \approx 1.2 \cdot 10^{-11.5} \sigma^{2.75} \exp - (1.2 \text{ eV/kT})$$

La valeur de W_o , calculée précédemment, peut s'écrire pour $3 b_o < d < 10 b_o$, sous la forme plus simple :

$$W_o \approx 0.1 \mu b^2 d (b/b_o)$$

La comparaison avec l'expérience donne alors les largeurs de dissociation, et les énergies de faute γ correspondantes (si $b_o \approx b$) :

$$\text{Zn : } d \approx 3.7 b_o \quad \gamma \approx 54 \text{ ergs/cm}^2$$

$$\text{Cd-}\underline{\text{Zn}} \text{ : } d \approx 4.4 b_o \quad \gamma \approx 45 \text{ ergs/cm}^2$$

$$\text{Cd : } d \approx 3 b_o \quad \gamma \approx 49 \text{ ergs/cm}^2$$

Ces valeurs sont cohérentes entre elles. Price⁽⁵⁸⁾ a estimé l'énergie du même défaut d'empilement dans le zinc et le cadmium à environ 30 ergs/cm², valeur

voisine de la nôtre. Cette estimation semi-quantitative, est assez directe : la déformation des échantillons, réalisée à l'intérieur du microscope, fait apparaître de fréquentes dissociations sous contraintes des dislocations, en de longs rubans de faute traversant toute l'épaisseur de la lame observée. D'autre part, l'observation dans ces métaux (par microscopie électronique) de boucles prismatiques, donne un moyen d'évaluer l'énergie d'un type de défaut voisin du précédent (faute 1Δ , tandis que les fautes considérées ci-dessus sont du type 2Δ , d'énergie à peu près double⁽⁵¹⁾) ; nous avons ailleurs⁽⁵⁷⁾ déduit de telles observations une énergie pour le défaut 1Δ , $\gamma_{1\Delta} \geq 25$ ergs/cm².

Toutefois, les estimations précédentes sont en désaccord avec l'énergie de faute calculée pour le zinc par Blandin et al⁽⁵¹⁾, 400 ergs/cm². Ce calcul conduit d'ailleurs à classer par ordre d'énergie de faute croissante d'abord le magnésium (120 ergs/cm²), puis le zinc. Cet ordre est contredit par les évaluations précédentes, de même que par celles de Friedel⁽²⁴⁾ ; il est également contredit par l'observation d'un glissement non basal beaucoup plus facile dans le magnésium que dans le zinc et le cadmium⁽⁵⁸⁾, et enfin par le fait qu'aucune extension des dislocations sous contraintes n'est observée dans le magnésium⁽⁵⁹⁾, alors qu'on a indiqué ci-dessus la fréquence de celles-ci dans le zinc et le cadmium.

Enfin on peut estimer le facteur de fréquence mesuré dans les expériences précédentes. Avec les valeurs usuelles des paramètres, $\nu \approx 10^{13}$ s⁻¹, $b \approx 3.10^{-8}$ cm, $\mu b^2/R \approx 100$ (table 3), $\mu \approx 3.10^{11}$ cgs et pour une densité ρ des dislocations vis, $\rho \approx \alpha.10^6$ cm⁻², $\alpha \approx 0.1$, on obtient :

$$\dot{\epsilon} \approx 3.10^{-12} \sigma^2 \exp - \frac{W_0}{kT}$$

L'accord, on le voit, est raisonnable, mais l'exposant de la contrainte est un peu faible.

En conclusion, le modèle de glissement dévié, modifié pour tenir compte du col A et du col B, semble rendre compte du glissement prismatique du moins de certains hexagonaux, à température supérieure à l'ambiante.

Dans les métaux peu dissociés, comme le magnésium, les deux régimes A et B semblent pouvoir permettre d'expliquer ce qui avait été souvent pris pour une disqualification des déviations (voir Dorn⁽⁵⁴⁾).

Dans les métaux plus dissociés, le col B explique la possibilité d'énergie d'activation constante supérieure ou de l'ordre, pour le zinc par exemple, à l'énergie d'autodiffusion ; il indique des largeurs de dissociation de 3 à 4 b dans le cas du zinc et du cadmium.

Dans ce domaine, on le voit, le modèle devrait également s'appliquer au fluage de haute température. C'est alors le § 5.3.2. qui devrait être utilisé, naturellement.

REFERENCES - PARTIE I

- (1) N.F. MOTT, Phil. Mag. 43, 1151 (1952).
- (2) R.L. FLEISCHER, Acta Met., 7, 134 (1959).
- (3) P.B. HIRSCH, R.W. HORNE, M.J. WHELAN, Phil. Mag. 1, 677 (1956).
- (4) M.J. WHELAN, P.B. HIRSCH, R.W. HORNE, W. BOLLMANN, Proc. Roy. Soc. A 240, 524 (1957).
- (5) G. SCHOECK et A. SEEGER, Rep. Conf. Defects in Solids, Phil. Soc. London 1955, p. 340.
- (6) H. WOLF, Zeit. Nat. 15 A, 180 (1960).
- (7) P.R. THORNTON, T.E. MITCHELL, P.B. HIRSCH, Phil. Mag. 7, 1349 (1962).
- (8) A. HOWIE, 1960, Thèse, Cambridge University.
- (9) R. BERNER, Zeit. Nat. 15 A, 689 (1960).
- (10) E. PEISSKER, Acta Mét. 13 4 419 (1965).
- (11) M. AHLERS et P. HAASEN, Phys. Stat. Sol., 10, 485 (1965).
- (12) J. FRIEDEL, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (J. Wiley-Sons, N.Y) 1957, p. 330.
- (13) B. ESCAIG (a) Dislocation Dynamics, Conf. Battelle, Seattle 1967, Mc-Graw Hill, sous presse (1968).
(b) J. Phys. 29, 225 (1968).
- (14) A.N. STROH, Proc. Phys. Soc. B 67, 427 (1954).
- (15) J. WASHBURN, Appl. Phys. Letters 7, 7 183 (1965).
- (16) J. FRIEDEL, Dislocations, Perg. Press. 1964, p. 31.
- (17) G. DE WIT et J.S. KOEHLER, Phys. Rev. 116, 1113 (1959).
- (18) E. KRONER, Kontinuumstheorie der Versetzungen ... p. 164. Springer Verlag, Berlin, 1958.

- (19) B. ESCAIG, Phys. Stat. Sol. à paraître en Juillet 1968.
- (20) J. FRIEDEL, Dislocations, Perg. Press 1964, p. 37.
- (21) J. FRIEDEL, Dislocations, Perg. Press, 1964, p. 163, p. 166.
- (22) P.B. HIRSCH, Phil. Mag. 7, 67 (1962).
- (23) B. JAOUL, I. BRICOT, P. LACOMBE, Rev. Mét. 54, 81 (1957).
- (24) J. DIEHL, Zeit. Metallk. 47, 331 (1956).
- (25) B. JAOUL, Etude de la plasticité et application aux métaux. Dunod, Paris
(1965) p. 315.
- (26) A. SEEGER, Communication privée.
- (27) N. JAFFE, J.E. DORN, Trans. Met. Soc. AIME 224, 1167 (1962).
- (28) J. FRIEDEL, Dislocations, Perg. Press. 1964 p. 305.
- (29) C.R. BARRETT, O.D. SHERBY, Trans. Met. Soc. AIME 230, 1322 (1964).
- (30) C.K.L. DAVIES, P.W. DAVIES, B. WILSHIRE, Phil. Mag. 12, 827 (1965).
- (31) J. WASHBURN et G. MURPHY, Canad. Journ. Phys., 45, 523 (1967).
- (32) J. FRIEDEL, Dislocations, Perg. Press. 1964, Appendice B.
- (33) P. HAASEN et A. KING, Zeit. Metallk. 51, 722 (1960).
- (34) W. SCHULE, O. BUCK, E. KOSTER, Zeit. Metallk. 53, 172 (1962).
- (35) P. HAASEN, Communication privée, 1968.
- (36) Z.S. BASINSKY, Phil. Mag. 4 p. 393 (1959) aussi P. GUYOT, Thèse, Orsay
(1965).

REFERENCES - PARTIE II

- (1) D.E. STEIN, J.R. LOW, A.V. SEYBOLT, Acta Met. 11, 1253 (1963).
- (2) B.L. MORDIKE, P. HAASEN, Phil. Mag. 7, 469 (1962).
- (3) W. FRANK, Phys. Stat. Sol. 19, 239 (1967).
- (4) H. CONRAD, Relation between the structure and mechanical properties of metals, Her Maj. St. Off., Londres (1963) p. 476 aussi p. 566, 568, 569.
- (5) H. CONRAD, J. of Metals 16, 582 (1964).
Acta Met. 15, 147 (1967).
- (6) P. GUYOT, J.E. DORN, Canad. J. Phys. 45, 983 (1967).
- (7) D.E. STEIN, Acta Met., 14, 99 (1966).
- (8) H. CONRAD, J. Iron St. Inst., 198, 364 (1961).
- (9) Z.S. BASINSKI, J.W. CHRISTIAN, Austral. J. Phys. 13, 299 (1960).
- (10) R. KOSSOWSKY, N. BROWN, Acta. Met., 14, 131 (1966).
- (11) J.E. DORN, S. RAJNAK, Trans. Am. Soc. AIME 230, 1052 (1964).
- (12) { R. CHANG, L.J. GRAHAM, Phys. Stat. Sol. 18, 99 (1966).
R. BULLOUGH, R.C. PERRIN, Battelle Colloq., Seattle 1967, Mc-Graw Hill, sous presse (1968).
- (13) P. HAASEN, Act. Met. 5, 598 (1957) aussi H. ALEXANDER et P. HAASEN, Sol. St. Phys. (1968).
- (14) R. CONTE, P. GROH, B. ESCAIG, Phys. Stat. Sol. à paraître en Juillet (1968).
- (15) M.S. DUESBERY, R.A. FOXALL, P.B. HIRSCH, J. Phys. 27 C-3 193 (1966).
- (16) N. BROWN, R.A. EKVALL, Acta Mét., 10, 1101 (1962).
- (17) R. KOSSOWSKY, N. BROWN, Acta Mét., 14, 131 (1966).

- (18) J.D. MEAKIN, *Canad. J. Phys.* 45, 1121 (1967).
- (19) P. LUKAS, M. KLESNIL, *Phys. Stat. Sol.*, 11, 127 (1965).
- (20) A. LAWLEY, H.L. GAIGHER, *Phil. Mag.* 10, 15 (1964).
- (21) A.S. KEH, *Direct Observations of Imperfections in Crystals*, Interscience, 213 (1962).
- (22) J.R. LOW, TURKALO, *Acta Met.* 10 215 (1962)
- (23) Y. NAKADA, A.S. KEH, *Acta Met.*, 14, 961 (1966).
- (24) J. FRIEDEL, *Internal Stresses and Fatigue in Metals*, Elsevier P.C. Amsterdam (1959) 220.
- (25) M.S. DUESBERY, P.B. HIRSCH, *Battelle Colloq. Seattle* (1967) Mc. Graw-Hill sous presse (1968).
- (26) B. ESCAIG, *J. Phys.* 27 C-3, 205 (1966).
B. ESCAIG, *J. Phys.* 28 171 (1967).
- (27) B. ESCAIG, *Phys. Stat. Sol.* à paraître en Juillet 1968.
- (28) V. VITEK, *Phys. Stat. Sol.* 18, 687 (1966).
V. VITEK, F. KROUPA, *Phys. Stat. Sol.* 18, 703 (1966).
- (29) P.W. FLYNN, J. MOTE, J.E. DORN, *Trans. AIME* 221, 1148 (1961).
- (30) H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI, *Trans. Jap. Inst. Met.*, 5, 14 (1964).
- (31) P. REGNIER, J.M. DUPOUY, *Phys. Stat. Sol.* 23 K 109 (1967).
- (32) R.C. BLISH, T. VREELAND, à paraître (1968).
- (33) C. CRUSSARD, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris* 252, 273 (1961).
- (34) B. SESTAK, S. LIBOVICKY, *Relation between the structure and mechanical properties of metals*, H.M.S.O. Londres (1963).
- (35) T.S. TAKEUCHI, *J. Phys. Soc. Jap.* 19, 5 701 (1964).
- (36) T.E. MITCHELL, R.A. FOXALL, P.B. HIRSCH, *Phil. Mag.* 8 1895 (1963).
- (37) N.P. ALLEN, B.E. HOPKINS, J.E. McLENNAN, *Proc. Roy. Soc. A* 234, 221 (1956).

- (38) TERASAKI, Thèse Paris 1966 (Métaux et Corrosion, 497, 498 (1967))
Acta. Mét. 15 1057 (1967).
- (39) A.H. COTTRELL, B.A. BILBY, Phil. Mag. 42, 573 (1951).
- (40) J.B. COHEN, R. HINTON, K. LAY, S. SASS : Acta. Mét., 10 894 (1962).
- (41) P.B. HIRSCH, Fifth Intern. Congress of Cristallography, Cambridge, 1960.
- (42) A.W. SLEESWYK, Phil. Mag., 8, 1467 (1963).
- (43) F. KROUPA, Phys. Stat. Sol. 3, K 391 (1963).
- (44) F. KROUPA, V. VITEK, Czech. J. Phys. B 14 337 (1964).
- (45) V. VITEK, Phys. Stat. Sol. 22 453 (1967).
- (46) R.J. WASKILEWSKI, Scripta Mét., 1, 45 (1967).
- (47) J.P. HIRTH, T. JØSSANG, J. LOTHE, J. Appl. Phys. 37, 1, 110 (1966) équ.(3.a).
- (48) B. SESTAK, N. ZARUBOVA, Phys. Stat. Sol 10, 239 (1965).
- (49) P. BEARDMORE, D. HULL, J. Less-Com. Mét. 9, 168 (1965).
- (50) R.M. ROSE, D.P. FERRISS, J. WULFF, Trans. AIME 224, 981 (1962).
- (51) A. BLANDIN, J. FRIEDEL, G. SAADA, J. Phys. 27 C-3 128 (1966).
- (52) P. REGNIER, Communication privée.
- (53) P. REGNIER, J.M. DUPOUY, Communication privée.
- (54) J.E. DORN, J.B. MITCHELL, Second Berkeley Conf. 1964, High Strength
Materials, John Wiley-Sons, New York (1965), p. 510.
- (55) J.J. GILMAN, Trans. AIME, 206, 1326 (1956).
- (56) J.J. GILMAN, Trans. AIME, 221, 456 (1961).
- (57) B. ESCAIG, J. GRILHE, G. SAADA, Acta Met., 14, 29 (1966).
- (58) P.B. PRICE, Electron Microscopy and Strength of Crystals, First Berkeley
Conf., Interscience (1963) p. 41.
- (59) G. THOMAS, R.B. BENSON, J. NADEAU, Proceedings of the European Regional
Conf. on Electron Microscopy, Delft 1961 p. 447
(De Nederlandse Verenignig voor Electronen microscopie).
- (60) H. CONRAD, G. SCHOECK, Acta Mét., 8, 791 (1960).

